ВЫСШЕЕ
ОБРАЗОВАНИЕ

Л. Н. Розанов

ВАКУУМНАЯ ТЕХНИКА

ВАКУУМНАЯ ТЕХНИКА

Л.Н.Розанов

ВАКУУМНАЯ ТЕХНИКА

Допущено Министерством
высшего и среднего
специального образования СССР
в качестве учебника
для студентов вузов,
обучающихся по специальности
«Полупроводниковое
и электровакуумное машиностроение»

МОСКВА «ВЫСШАЯ ШКОЛА» 1982

ББК 31.77
Р64
УДК 621.52(075.8)

Рецензенты:

кафедра полупроводникового и электровакуумного машиностроения Московского высшего технического училища им. Н. Э. Баумана;
кафедра полупроводникового и электровакуумного машиностроения Львовского политехнического института

Розанов Л. Н.

Р64 Вакуумная техника: Учебник для вузов. — М.: Высш. школа, 1982. — 207 с., ил.

45 к.

В книге даны основные представления о физике вакуума; рассмотрены процессы переноса при низких давлениях, сорбционные процессы, течение газов по трубопроводам; обсуждены принципы действия основных типов вакуумных насосов, их характеристики и возможности использования в различных системах откачки; описаны способы измерения вакуума, анализ парциальных давлений, течеискание; приведены типовые схемы вакуумных машин и установок, дан общий порядок расчета и проектирования вакуумных систем.

Предназначается для студентов специальности «Полупроводниковое и электровакуумное машиностроение».

Р $\frac{2307000000-649}{001(01)-82}$ 103—82

ББК 31.77
6П5.7

© Издательство «Высшая школа», 1982

ПРЕДИСЛОВИЕ

Массовое применение высокоэффективных систем машин и технологических процессов, обеспечивающих техническое перевооружение основных отраслей производства, неразрывно связано с развитием вакуумной техники.

Настоящий учебник охватывает все основные разделы современной вакуумной техники, за исключением вопросов, связанных с конструированием элементов вакуумных систем, которые рассматриваются в курсе «Расчет и конструирование оборудования полупроводникового и электровакуумного производства». В главах, посвященных кинетике сорбционных процессов в вакууме, адсорбционным насосам, измерению вакуума, расчету вакуумных систем по экономически обоснованным коэффициентам использования вакуумных насосов и по методу Монте-Карло, использованы результаты исследований автора. Кроме основного материала в книге имеются расчетные примеры и приложения, в которых содержатся справочные данные, характеризующие выпускаемое промышленностью оборудование.

Учебник написан на основе курса лекций, которые читаются автором в Ленинградском политехническом институте им. М. И. Калинина, и является первым учебником для вузов.

Автор выражает благодарность доцентам Е. А. Деулину и С. С. Стратиневскому за ценные замечания, высказанные в процессе рецензирования рукописи, сотрудникам В. Е. Сказываеву, С. Н. Домрачеву, М. М. Донской за помощь в работе над рукописью. Автор будет признателен читателям, которые пришлют свои отзывы и замечания на книгу по адресу: 103051, Москва, Неглинная, ул., 29/14, издательство «Высшая школа».

Автор

ВВЕДЕНИЕ

§ 1. История развития вакуумной техники

Слово «вакуум» в переводе с латинского означает пустоту. В течение не менее двух тысячелетий до середины XVII в. происходит «философский этап» развития вакуумной техники. Древнегреческий философ Демокрит одним из «начал мира» выбирает пустоту. Несколько позже Аристотель вводит понятие эфира — неощутимой среды, способной передавать давление. Научные знания о свойствах разреженного газа в этот период отсутствуют, однако вакуум уже широко используется в пожарных, водоподъемных сооружениях и пневматических устройствах.

Началом «научного этапа» в развитии вакуумной техники можно считать измерение в 1643 г. атмосферного давления учеником Галилея Торричелли. В 1672 г. Отто фон Герике изобретает механический поршневой насос с водяным уплотнением. Вскоре начинают исследовать влияние вакуума на живые организмы, изучают физические процессы, которые ранее невозможно было осуществить в атмосферном воздухе.

Опыты с электрическим разрядом в вакууме приводят сначала к открытию электрона, а затем и рентгеновского излучения. Поток электронов в вакууме позволяет увидеть частицы атомных размеров.

Вакуум помогает создать представление о способах передачи теплоты. Широко используются теплоизолирующие свойства вакуума.

В 80-х годах XIX в. с изобретением русским ученым А. Н. Лодыгиным первого электровакуумного прибора — электрической лампы накаливания с угольным электродом (1873) — и открытием Т. А. Эдисоном термоэлектронной эмиссии (1883) вакуумная техника начинает формироваться как самостоятельная техническая дисциплина и становится технологической основой электровакуумной промышленности. С этого момента начинается «технологический этап» развития вакуумной техники.

Были изобретены конструкции вакуумных насосов: вращательного (Геде, 1905), криосорбционного (Дж. Дьюар, 1906), молекулярного (Геде, 1912), диффузионного (Геде, 1913); манометров: компрессионного (Г. Мак-Леод, 1874), теплового (М. Пирани, 1909), ионизационного (О. Бакли, 1916).

Одновременно совершенствуются научные основы вакуумной техники. П. Н. Лебедев (1901) впервые использует в своих опытах идею удаления остаточных газов с помощью ртутного пара. В этот же период исследуются свойства газов при низких давлениях (М. Кнудсен, М. Смолуховский, И. Лангмюр, С. Дешман).

В СССР становление вакуумной техники началось с организации вакуумной лаборатории на ленинградском заводе «Светлана» и связано с деятельностью крупного специалиста в области электровакуумной техники С. А. Векшинского.

Применение вакуума в электронике послужило основой развития радио и телевидения. Опыты Ноттингема по измерению фоновых токов ионизационных манометров (1948) расширили диапазон рабочих давлений вакуумной техники, распространив его на сверхвысокий вакуум. Джепсен и Холланд (1959) разрабатывают магниторазрядные насосы. Беккер (1958) изобретает турбомолекулярный насос. Разработка откачных средств, не загрязняющих откачиваемый объект, открывает новые перспективы для развития вакуумной техники.

Современная вакуумная техника позволяет получать и измерять давление в 10^{18} раз меньше атмосферного, ее дальнейшее развитие идет по пути создания новых еще более эффективных методов, обеспечивающих получение и измерение низких давлений.

§ 2. Применение вакуума в науке и технике

Вакуумная техника нашла широкое применение в промышленности и научных исследованиях. В решениях XXVI сеъзда КПСС предусмотрено дальнейшее развитие термоядерной энергетики, космических исследований, новых технологических процессов в металлургии, радиоэлектронике, химической, легкой и пищевой промышленности, основой которых является вакуумная техника. Рассмотрим основные области применения вакуумной техники.

В электронной технике вакуум является непременным условием функционирования электровакуумных приборов различного назначения: осветительных ламп, газоразрядных, генераторных и сверхвысокочастотных приборов, телевизионных и рентгеновских трубок.

В производстве полупроводниковых приборов и интегральных микросхем широко используют вакуумную технологию: нанесение тонких пленок, ионное внедрение, плазмо-химическое травление, электронолитографию, обеспечивающих получение элементов электронных схем субмикронных размеров.

В металлургии плавка и переплав металлов в вакууме освобождает их от растворенных газов, благодаря чему они приобретают высокую механическую прочность, пластичность и вязкость.

Плавкой в вакууме получают безуглеродистые сорта железа для электродвигателей и трансформаторов, высокоэлектропроводную медь, магний, кальций, платину, редкие металлы; никель, ти-

тан, ниобий, тантал, цирконий, бериллий и их сплавы. Большинство высоколегированных сталей подвергается вакуумированию.

Детали из тугоплавких металлов, таких, как вольфрам, молибден, изготовляют в вакууме методами порошковой металлургии.

Сверхчистые вещества, полупроводниковые материалы, искусственные кристаллы алмаза, рубина, сапфира, используемые для квантовых генераторов, сверхпроводники и сверхдиэлектрики, изготовляемые путем легирования чистых материалов точно дозированными присадками электроактивных примесей, могут быть созданы с использованием вакуумной техники.

Машиностроение. Все более широкое применение в технологии машиностроения находит электронно-лучевая сварка деталей в вакууме. Диффузионная сварка позволяет соединить керамику с металлом, сталь с алюминием и т. д., что невозможно в обычных условиях. Нанесение упрочняющих покрытий на режущий инструмент и износостойких покрытий на детали машин осуществляется плазменной обработкой в вакууме.

Химическая промышленность. Применение вакуумных сушильных аппаратов в химической промышленности позволяет снизить себестоимость и увеличить выпуск таких ценнейших продуктов, как синтетические волокна, полиамиды, аминопласты, полиэтилен, органические растворители.

Вакуумная пропитка как самый экономичный метод широко распространена в производстве трансформаторов, электродвигателей, конденсаторов, кабелей.

Вакуум-фильтры применяют для ускорения производства сульфатной целлюлозы, антибиотиков, депарафинизации смазочных масел, обогащения руд.

Вакуумные кристаллизационные и дистилляционные установки используют в производстве красителей и азотных удобрений.

Оптическая промышленность при производстве оптических и бытовых зеркал перешла с химического серебрения на вакуумное алюминирование. Просветленная оптика, защитные слои и интерференционные фильтры получают напылением тонких слоев в вакууме.

В легкой промышленности напылением в вакууме металлизируют пластмассы, фольгу, бумагу и ткани для получения декоративных покрытий при отделке мебели и украшений. Металлизация тканей изменяет не только их внешний вид, но и теплоизолирующие свойства. За счет отражающей способности металлического покрытия после металлизации целлюлозно-бумажная ткань становится менее теплопроводной.

В пищевой промышленности для длительного хранения и консервирования пищевых продуктов при сохранении их питательных свойств используют вакуумную сушку вымораживанием. Выпаривание в вакууме применяют при производстве сахара, при опреснении морской воды и солеварении. В автоматах для расфасовки скоропортящихся продуктов также используют вакуум. Спе-

циальная обработка в вакууме удлиняет сроки хранения фруктов и овощей.

В медицине вакуум применяют для сохранения синтетических гормонов, витаминов, лечебных сывороток, при получении анатомических и бактереологических препаратов. В хирургии его используют для заживления ран и облегчения некоторых операций.

Роль вакуумной техники в проведении научных исследований очень велика. Вакуумные установки широко применяют в химии при изучении свойств чистых веществ и скоростей химических реакций, в физике при исследовании поверхностных явлений, тепловых процессов и т. д.

Основной инструмент современной ядерной физики — ускоритель заряженных частиц — немыслим без вакуума. Поддержания почти космического вакуума требуется в установках для изучения управляемых термоядерных реакций. Имитация космического пространства в условиях земной атмосферы необходима для испытаний искусственных спутников, ракет, исследования процессов схватывания и трения между различными материалами.

Глава 1
ФИЗИКА ВАКУУМА

§ 1.1. Понятие о вакууме и давлении

В физике и технике понятие **«вакуум»** определяется как *состояние газа, при котором его давление ниже атмосферного.* Вакуум количественно измеряется **абсолютным давлением** газа. В самом лучшем вакууме, который удалось получить в условиях земной атмосферы, в 1 м^3 еще содержатся десятки и сотни молекул газа. Свойства газов при низких давлениях изучаются физикой вакуума, являющейся разделом молекулярно-кинетической теории газов. **Основные постулаты,** используемые в физике вакуума, можно сформулировать в следующем виде:

1) *газ состоит из отдельных молекул;*

2) *существует постоянное распределение молекул газа по скоростям, т. е. одной и той же скоростью обладает всегда одинаковое число молекул;*

3) *при движении молекул газа нет никаких преимущественных направлений, т. е. пространство газовых молекул изотропно;*

4) *температура газа есть мера средней кинетической энергии его молекул;*

5) *при взаимодействии с поверхностью твердого тела молекула газа адсорбируется.*

В областях техники, где используются абсолютные давления, лишь незначительно отличающиеся от атмосферного, пользуются количественным определением вакуума как разности атмосферного и абсолютного давлений в откачиваемом объекте. При абсолютных давлениях, отличных от атмосферного более чем на два порядка, эта разность практически остается постоянной и не может служить количественной характеристикой состояния разреженного газа.

При взаимодействии молекул газа с поверхностью твердого тела в условиях адсорбционного равновесия число падающих и число вылетающих в единицу времени молекул должны быть равны. Из условия равновесия температур газа и твердого тела следует равенство нормальных составляющих скоростей падающих и вылетающих молекул. Тогда изменение количества движения падающих и вылетающих молекул, приходящееся на одну молекулу с массой m, равно $2mv_n$, где $v_n = v\cos\theta$ — нормальная составляющая скорости v; θ — угол между нормалью к поверхности и вектором скорости.

Согласно второму закону Ньютона, давление газа

$$p = \int_V 2mvN_1 \cos\theta dV, \qquad (1.1)$$

где N_1 — число молекул в единице объема V, достигающих в единицу времени единицу поверхности твердого тела.

Величина N_1 прямо пропорциональна молекулярной концентрации n и телесному углу $d\omega$, под которым видна площадка на поверхности твердого тела dA из центра выделенного объема dV (рис. 1.1):

$$N_1 = \frac{nd\omega}{4\pi dAdt}. \qquad (1.2)$$

Мерой телесного угла $d\omega$ является площадь, вырезаемая им на сфере единичного радиуса:

$$d\omega = \cos\theta dA/r^2, \qquad (1.3)$$

где r — расстояние между поверхностью и выделенным объемом dV. Для объема dV в полярной системе координат запишем:

$$dV = r\sin\theta d\varphi r d\theta dr. \qquad (1.4)$$

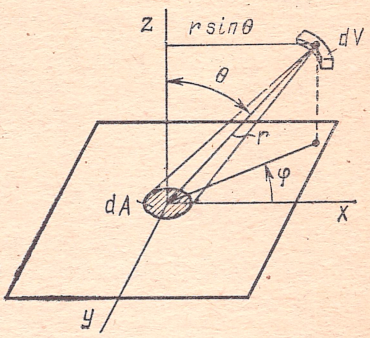


Рис. 1.1. Расчетная схема для определения давления

Подставляя (1.2), (1.3), (1.4) в (1.1) и считая скорость молекул газа $v = dr/dt = \text{const}$, получим

$$p = \frac{mnv^2}{2\pi}\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \cos^2\theta \sin\theta d\theta = \frac{mnv^2}{3} \qquad (1.5)$$

Однако согласно принятым постулатам существует распределение молекул по скоростям, поэтому в (1.5) вместо постоянной введем среднеквадратичную скорость молекул $v_{кв}^2 = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} v_i^2$. Тогда уравнение для расчета давления газа принимает вид

$$p = nmv_{кв}^2/3. \qquad (1.6)$$

Учитывая, что плотность газа

$$\rho = nm, \qquad (1.7)$$

можно переписать (1.6):

$$p = \rho v_{кв}^2/3.$$

Если в объеме находится смесь из K химически невзаимодействующих газов, то для определения давления смеси $p_{см}$ необходимо подсчитать сумму:

$$p_{см} = \sum_{i=1}^{K} \frac{1}{3} m_i n_i v_{кв\,i}^2. \qquad (1.8)$$

Сравнивая (1.6) и (1.8), можно записать

$$p_{см} = \sum_{i=1}^{K} p_i. \qquad (1.9)$$

Последнее выражение известно под названием **закона Дальтона** и формулируется следующим образом: *общее давление смеси химически невзаимодействующих газов равно сумме парциальных давлений компонентов смеси.*

Уравнение (1.6) справедливо лишь при условии равенства скоростей конденсации и испарения молекул. При очень низких давлениях это условие может не соблюдаться. Примером служит конденсирующая поверхность, с которой из-за очень большого значения времени адсорбции газ практически не испаряется. В этом случае изменение количества движения молекулы при соударении с поверхностью равно mv. Повторяя вывод уравнения (1.6), получим $p=nmv_{\text{кв}}^2/6$. Такое же выражение можно получить и для расчета давления на поверхности тела, находящегося в космическом пространстве. В этом случае количеством молекул, ударяющихся о поверхность твердого тела, можно пренебречь.

Для точного описания процессов, происходящих на взаимодействующей с газом поверхности, нужно знать соотношение потоков падающих и вылетающих молекул газа.

§ 1.2. Частота соударений молекул газа с поверхностью

Число молекул, ударяющихся о единицу поверхности в единицу времени, или частота соударений

$$N_q=\int_V N_1 dV, \tag{1.10}$$

где N_1 рассчитывается по (1.2), а dV — по (1.4). Подставляя эти выражения в (1.10), получим

$$N_q=\int_0^{2\pi} d\varphi v \int_0^{\pi/2} \frac{n\cos\theta}{4\pi}\sin\theta d\theta=\frac{nv}{4}.$$

С учетом функции распределения молекул по скоростям имеем

$$N_q=nv_{\text{ар}}/4, \tag{1.11}$$

где $v_{\text{ар}}$ — среднеарифметическая скорость молекул газа.

Тогда объем газа, ударяющийся о единицу поверхности в единицу времени,

$$V_q=N_q/n=v_{\text{ар}}/4. \tag{1.12}$$

Полученное выражение не зависит от давления и определяет максимальную **теоретическую быстроту откачки** вакуумных насосов на единицу поверхности входного сечения.

Известно, что при нормальных условиях в атмосфере концентрация газа $n=2{,}7\cdot10^{25}$ м$^{-3}$. При среднеарифметической скорости $v_{\text{ар}}\approx400$ м/с частота соударений молекул с поверхностью твердого тела $N_q=2{,}7\cdot10^{27}$ м$^{-2}\cdot$с$^{-1}$, а объем газа, ударяющийся о поверхность твердого тела, $V_q=100$ м^3/(с$\cdot$м^2).

§ 1.3. Газовые законы и единицы измерения давления

В связи с малой плотностью все газы и пары в вакуумной технике можно рассматривать как идеальные.

Воспользовавшись определением температуры как величины, пропорциональной средней кинетической энергии молекул, можно записать:

$$m v_{кв}^2/2 = CT;\ C = \text{const}.$$

Тогда уравнение (1.6) для расчета давления можно представить в виде

$$p = \frac{2}{3} nCT.$$

Если ввести обозначение $\frac{2}{3} C = k$, то

$$p = nkT, \tag{1.13}$$

а средняя кинетическая энергия молекул

$$\frac{m v_{кв}^2}{2} = \frac{3}{2} kT. \tag{1.14}$$

Уравнение (1.13) известно под названием **уравнения газового состояния,** так как оно связывает между собой три основных параметра, характеризующих состояние газа: *давление, молекулярную концентрацию* и *температуру.* Постоянная k называется постоянной Больцмана, ее числовое значение равно $1{,}38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К. Значение постоянной $C = 2{,}06 \cdot 10^{-23}$ Дж/К.

Это уравнение часто используют в другой записи:

$$p = \frac{Nm}{VM} RT, \tag{1.15}$$

где M — молекулярная масса газа; V — объем газа; $R = kN_A = 8{,}31$ кДж/(К·кмоль) $= 1{,}99$ ккал/(К·кмоль) — универсальная газовая постоянная; $N_A = M/m = 6{,}02 \cdot 10^{26}$ кмоль$^{-1}$ — число Авогадро.

Следствием (1.13) являются **газовые законы.** Согласно **закону Авогадро,** *при постоянных давлении и температуре молекулярная концентрация не зависит от рода газа.* Таким образом, киломоль любого газа, содержащий одинаковое число молекул, занимает постоянный объем. Из уравнения (1.15) следует, что при нормальных условиях $p_0 = 10^5$ Па (760 мм рт. ст.) и $T_0 = 273$ К. Объем, занимаемый киломолем любого газа, равен 22,4 м^3.

По **закону Гей-Люссака,** *при постоянных массе* ($Nm = \text{const}$) *и давлении газа его объем прямо пропорционален абсолютной температуре:*

$$V = V_0 \alpha T = V_0 (1 + \alpha t), \tag{1.16}$$

где V_0 — объем газа при $t = 0°$ С; $\alpha = 1/273$.

Давление газа при постоянной массе и объеме прямо пропорционально абсолютной температуре — **закон Шарля:**

$$p = p_0 \alpha T = p_0 (1 + \alpha t), \tag{1.17}$$

где p_0 — давление газа при $t = 0°$ С.

По закону **Бойля — Мариотта**, произведение давления и объема определенной массы газа при постоянной температуре есть величина постоянная.

Воздух — это основная газовая смесь, с которой приходится иметь дело в вакуумной технике (табл. 1.1).

Таблица 1.1

Состав сухого атмосферного воздуха

Газ	Состав, %	Парциальное давление, гПа (при $p=10^3$ гПа)	Масса молекулы $\times 10^{26}$, кг
N_2	78,1	781	4,65
O_2	21	210	5,31
Ar	0,9	9	6,63
CO_2	0,03	0,3	7,31
Ne	$1{,}8\cdot10^{-3}$	$1{,}8\cdot10^{-2}$	3,35
He	$5{,}2\cdot10^{-4}$	$5{,}2\cdot10^{-3}$	0,66
CH_4	$2{,}0\cdot10^{-4}$	$2{,}0\cdot10^{-3}$	2,65
Kr	$1{,}0\cdot10^{-4}$	$1{,}0\cdot10^{-3}$	13,9
N_2O	$5{,}0\cdot10^{-5}$	$5{,}0\cdot10^{-4}$	7,3
H_2	$5{,}0\cdot10^{-5}$	$5{,}0\cdot10^{-4}$	0,33
Xe	$9{,}0\cdot10^{-6}$	$9{,}0\cdot10^{-5}$	21,8

Примечание. В атмосфере имеются также пары воды. При 25° С и 50% влажности их парциальное давление составляет 12 гПа.

Рассмотрим распределение молекулярной концентрации воздуха в силовом поле Земли.

Пусть на расстоянии z от земной поверхности давление воздуха равно p и при изменении высоты на dz уменьшается на dp. Так как dp определяется весом столба воздуха высотой dz и основанием 1 м^2, то

$$dp = -\rho g dz,$$

где $\rho = nm = pm/(kT)$ — плотность газа; g — ускорение силы тяжести.

Разделяя переменные, получим

$$\frac{dp}{p} = -\frac{m}{kT} g dz,$$

После интегрирования будем иметь

$$\ln p = -\frac{mg}{kT} z + C \quad \text{или} \quad p = C \exp\left(-\frac{mg}{kT} z\right).$$

Постоянная интегрирования C при $z=0$ равна давлению газа p_0 у поверхности Земли, поэтому

$$p = p_0 \exp\left(-\frac{mg}{kT} z\right).$$

Полученное выражение называется **формулой Больцмана**, из которой следует, что при подъеме на каждые 15 км давление воздуха уменьшается примерно на один порядок.

Единицей давления в системе СИ (ГОСТ 9867—61) является 1 Па (паскаль), численно равный 1 Н/м². Часто применяется единица 1 гПа = 10^2 Па.

Наиболее распространенной внесистемной единицей давления в вакуумной технике является **миллиметр ртутного столба (торр).** Под давлением газа 1 мм рт. ст. понимается давление, которое создает столбик ртути высотой 1 мм при условии, что плотность ртути равна 13595,1 кг/м³ (при $t = 0°$ С), а земное ускорение соответствует нормальному (9,80665 м/с² на широте 45°): 1 мм рт. ст. = $= 10^{-3}$ м · 13595,1 кг/м³ · 9,80665 м/с² = 133,32239 Н/м².

В метеорологии в качестве единицы давления часто используется бар (1 бар = 10^5 Па).

Логарифмическая единица давления $pA = -\lg p$ (где p измеряется в физических атмосферах) удобна для описания процессов, в которых давление изменяется в очень широких пределах: 1 физ. атм. (760 торр) соответствует $pA = 0$; 0,1 физ. атм. (76 торр) соответствует $pA = 1$ и т. д.

Соотношение между различными единицами давления даны в табл. 1.2.

Таблица 1.2

Соотношения между единицами давления

Единицы давления	1 Па (Н/м², Дж/м³)	1 мм рт. ст. (1 торр)	1 дин/см²	1 атм (физическая)	1 кгс/см²	1 кал/м³
1 Па (Н/м², Дж/м³)	1	$7{,}5 \cdot 10^{-3}$	10	$9{,}87 \cdot 10^{-6}$	$1{,}02 \cdot 10^{-5}$	0,24
1 мм рт. ст. (1 торр)	$1{,}33 \cdot 10^2$	1	$1{,}33 \cdot 10^3$	$1{,}32 \cdot 10^{-3}$	$1{,}36 \cdot 10^{-3}$	318
1 дин/см²	$1 \cdot 10^{-1}$	$7{,}5 \cdot 10^{-4}$	1	$9{,}87 \cdot 10^{-7}$	$1{,}02 \cdot 10^{-6}$	0,024
1 атм (физическая)	$1{,}01 \cdot 10^5$	760	$1{,}01 \cdot 10^6$	1	1,03	$2{,}42 \cdot 10^4$
1 кгс/см²	$9{,}81 \cdot 10^4$	735,56	$9{,}81 \cdot 10^5$	0,968	1	$2{,}34 \cdot 10^4$
1 кал/м³	4,19	$3{,}14 \cdot 10^{-2}$	41,9	$4{,}13 \cdot 10^{-5}$	$4{,}27 \cdot 10^5$	1

Состояние газа можно также характеризовать **молекулярной концентрацией.** Из уравнения газового состояния следует, что при 273 К $n = 3{,}538 \cdot 10^{22} \cdot P$ (торр) $= 2{,}65 \cdot 10^{20} \cdot P$ (Па), м$^{-3}$.

В вакуумной технике часто используют внесистемную единицу измерения количества газа. Из (1.15) можно записать

$$Nm = \frac{M}{RT} pV, \qquad (1.18)$$

откуда видно, что масса газа Nm при постоянной температуре прямо пропорциональна произведению давления газа на его объем. Это позволяет ввести единицу измерения количества газа — 1 м³ · Па (при 273 К). Для газа с молекулярной массой M пересчет этой единицы в килограммах может быть сделан согласно соотношению 1 м³ · Па = $1{,}3 \cdot 10^{-5}\ M/M_в$ (кг), где $M_в$ — молекулярная масса воздуха ($M_в = 29$ кг/кмоль). Внесистемная единица 1 л · торр = $= 1{,}7 \cdot 10^{-6}\ M/M_в$ (кг).

§ 1.4. Функция распределения молекул газа по скоростям

При соударениях друг с другом или со стенками вакуумной камеры молекулы газа изменяют свои скорости как по величине, так и по направлению. Пользуясь гипотезами о существовании стационарного распределения молекул по скоростям и об изотропности пространства газовых молекул, а также учитывая, что согласно (1.14) среднеквадратичная скорость $v_{кв}=\sqrt{3kT/m}$, Максвелл получил **функцию распределения молекул газа по скоростям,** носящую его имя:

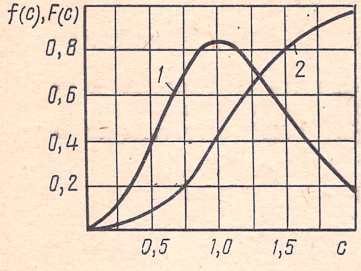


Рис. 1.2. Графики функции распределения молекул по скоростям:
1—f(c); 2—F(c)

$$dn_v=4n\pi v^2\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2}e^{-(mv)^2/(2kT)}\,dv, \tag{1.19}$$

где dn_v — число молекул, скорости которых заключены в пределах от v до $v+dv$.

Скорость, при которой наблюдается максимум функции распределения, называется **наиболее вероятной скоростью:**

$$v_{вер}=\sqrt{(2kT)/m}. \tag{1.20}$$

Если ввести обозначение $c=v/v_{вер}$, то формулу (1.19) можно переписать

$$dn_v=\frac{4n}{\sqrt{\pi}}c^2e^{-c^2}dc.$$

Безразмерные функции $f(c)=dn_v/(ndc)$ и $F(c)=\int_0^c f(c)dc$ представлены на рис. 1.2. Функция $F(c)$ численно равна доле общего числа молекул, скорости которых не превышают c.

Для вакуумных расчетов необходимо знать среднеарифметическую

$$v_{ар}=\frac{1}{n}\int_0^\infty v\,dn_v=\sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \tag{1.21}$$

и среднеквадратичную

$$v_{кв}=\sqrt{\frac{1}{n}\int_0^\infty v^2dn_v}=\sqrt{\frac{3kT}{m}} \tag{1.22}$$

скорости. Соотношение между скоростями $v_{вер}$, $v_{ар}$ и $v_{кв}$ равно 1 : 1,128 : 1,225.

Так, указанные скорости для молекул азота при 0° С составляют: $v_{вер}=402$ м/с; $v_{ар}=453$ м/с; $v_{кв}=492$ м/с.

Согласно (1.11), для воздуха при $T=300$ К и $M=29$ кг/кмоль при атмосферном давлении поток газовых молекул $N_q=2{,}9\cdot10^{23}$ см$^{-2}\cdot$с$^{-1}$, а из (1.12) объем молекул, ударяющихся о единицу поверхности в единицу времени $V_q=11{,}6\cdot10^{-3}$ м^3/(с$\cdot$см^2).

Преобразуя (1.19), можно получить **функцию распределения молекул по энергиям**:

$$dn_E=\frac{2n}{\sqrt{\pi}}(kT)^{-3/2}\,e^{-E/(kT)}\sqrt{E}\,dE. \qquad (1.23)$$

Здесь $E=mv_{кв}^2/2$ — энергия поступательного движения молекулы; dn_E — число молекул, энергия которых лежит в интервале от E до $E+dE$.

Интегральная кривая, представляющая собой долю молекул газа, энергия которых меньше E, определяется функцией

$$F(E)=\int_0^E (dn_E)/n. \qquad (1.24)$$

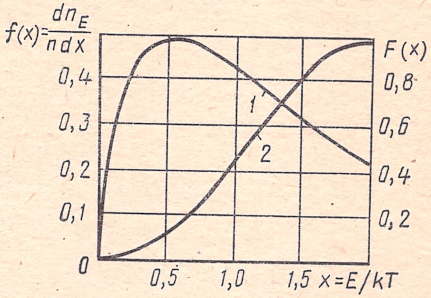


Рис. 1.3. Графики дифференциальной $f(x)$ (*1*) и интегральной $F(x)$ (*2*) функций распределения молекул газа по энергиям

На рис. 1.3 в безразмерной форме представлены графики функций (1.23) и (1.24). Максимум дифференциальной кривой соответствует наиболее вероятной энергии $E_{вер}=0{,}5\ kT$. Расчет среднего арифметического значения энергии молекул дает $E_{ар}=1{,}5\ kT$.

Рассмотрим вывод функции распределения (1.19), существование которой постулируется молекулярно-кинетической теорией. Число молекул dn_{v_x}, скорости которых заключены в промежутке от v_x до v_x+dv_x, пропорционально общему числу молекул n, приращению скорости dv_x и определяется функцией распределения $f(v_x)$. Аналогичные соотношения можно записать для осей координат y и z. Таким образом, получим

$$\begin{aligned} dn_{v_x}&=nf(v_x)\,dv_x;\\ dn_{v_y}&=nf(v_y)\,dv_y;\\ dn_{v_z}&=nf(v_z)\,dv_z. \end{aligned} \qquad (1.25)$$

Число молекул, обладающих скоростями, вектор которых находится внутри параллелепипеда со сторонами dv_x, dv_y, dv_z, с учетом независимости координат определится на основании теории вероятности по формуле

$$dn_v=nf(v_x)\,f(v_y)\,f(v_z)\,dv_x dv_y dv_z. \qquad (1.26)$$

Концентрация частиц, имеющих скорость v, поскольку пространство газовых молекул изотропно, одинакова во всем пространстве скоростей, поэтому

$$\frac{dn_v}{dv_x dv_y dv_z}=\frac{dn_v}{4\pi v^2 dv}. \qquad (1.27)$$

Функция распределения не зависит от направления и определяется только модулем скорости v, т. е.

$$f(v_x)\,f(v_y)\,f(v_z) = f(v). \tag{1.28}$$

Этому уравнению удовлетворяют функции:

$$f(v_x) = Ae^{-Bv_x^2};\quad f(v_y) = Ae^{-Bv_y^2};\quad f(v_z) = Ae^{-Bv_z^2}, \tag{1.29}$$

что можно проверить подстановкой

$$f(v) = A^3e^{-B\left(v_x^2+v_y^2+v_z^2\right)} = A^3e^{-Bv^2}. \tag{1.30}$$

Таким образом, (1.25) с учетом (1.29) можно представить в виде

$$\begin{aligned} dn_{v_x} &= Ane^{-Bv_x^2}dv_x;\\ dn_{v_y} &= Ane^{-Bv_y^2}dv_y;\\ dn_{v_z} &= Ane^{-Bv_z^2}dv_z. \end{aligned} \tag{1.31}$$

Перепишем выражение (1.26), используя (1.27), (1.28) и (1.30):

$$dn_v = A^34\pi ne^{-Bv^2}v^2dv. \tag{1.32}$$

Для нахождения значений постоянных A и B проинтегрируем (1.32) по скоростям. Получим

$$n = \int_{v=0}^{v=\infty} dn_v = 4\pi nA^3\int_0^\infty \exp(-Bv^2)\,v^2dv. \tag{1.33}$$

Известно, что

$$\int_0^\infty \exp(-\alpha x^2)\,x^{2k}dx = \frac{\sqrt{\pi}\cdot 1\cdot 3\cdot\ldots\cdot(2k-1)}{2^{(k+1)}\alpha^{k+1/2}}. \tag{1.34}$$

Вычислив интеграл в (1.33) согласно (1.34), имеем

$$A = \sqrt{B/\pi}. \tag{1.35}$$

Уравнение (1.35) устанавливает связь между искомыми постоянными. Для определения их значений воспользуемся выражением для среднеквадратичной скорости из (1.14):

$$v_{кв} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = \sqrt{\frac{1}{n}\int_0^\infty v^2dn_v}. \tag{1.36}$$

Подставляя (1.32) в (1.36), будем иметь

$$v_{кв} = \sqrt{4\pi A^3\int_0^\infty \exp(-Bv^2)\,v^4dv}. \tag{1.37}$$

Значение интеграла в (1.37) найдем согласно (1.34):

$$\int_0^\infty \exp(-Bv^2)\,v^4dv = 3\sqrt{\pi}/(8B^{5/2}), \tag{1.38}$$

тогда с учетом (1.35) и (1.37) $v_{кв} = \sqrt{3/2B} = \sqrt{3kT/m}$, откуда $B = m/(2kT)$, и соответственно $A = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{1/2}$. Воспользуемся найденными значениями коэффициентов A и B и перепишем функцию распределения (1.30) в виде

$$f(v) = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right).$$

Тогда число молекул, имеющих скорости соответствующие интервалу от v до $v+dv$, согласно (1.32) будет

$$dn_v = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} 4\pi n \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) v^2 dv,$$

что совпадает с (1.19).

§ 1.5. Время адсорбции

Ударяясь о поверхность твердого тела, молекулы адсорбируются. **Время адсорбции** или время пребывания молекул в адсорбированном состоянии зависит от теплоты адсорбции и описывается **уравнением Френкеля:**

$$\tau_a = \tau_0 e^{Q_a/(RT)}, \qquad (1.39)$$

где Q_a — теплота адсорбции, рассчитанная на 1 кмоль газа; τ_0 — минимальное время пребывания молекулы в адсорбированном состоянии ($\tau_0 \approx 10^{-13}$ с).

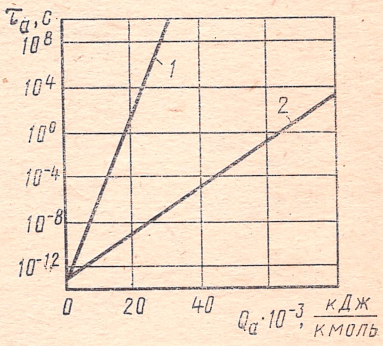


Рис. 1.4. Зависимость времени адсорбции от теплоты адсорбции:

1 — при 77 К; *2* — при 293 К

Основные составляющие воздуха N_2, O_2, CO, Ar имеют теплоты адсорбции на различных поверхностях в пределах от 12 000 до 20 000 кДж/кмоль. Время их адсорбции при комнатной температуре составляет $\sim 10^{-10}$ с, а при температуре жидкого азота — 1 с (рис. 1.4). Для паров воды и масел теплоты физической адсорбции $\sim 80\,000$ кДж/кмоль, что соответствует времени адсорбции 10^2 с при 293 К и 10^{43} с при 77 К. Гелий имеет теплоту адсорбции $\sim 10^2$ кДж/моль, а время его адсорбции даже при 77 К близко к минимальному 10^{-13} с. Поглощение Не на гладких поверхностях становится заметным только при значительно более низких температурах (~ 4 К).

Следует отметить, что при теплотах адсорбции более 80 000 кДж/кмоль время адсорбции настолько велико, что адсорбционные процессы при комнатной температуре становятся необратимыми при изменении давления газа над поверхностью адсорбента, и вернуть систему в первоначальное состояние можно лишь путем повышения температуры.

По касательной к поверхности тела наблюдаются изменения теплоты адсорбции. Для идеальных поверхностей они связаны с периодичностью кристаллической решетки, причем величина потенциального барьера при перемещении молекул в направлении касательной к поверхности определяется теплотой миграции $Q_м$, отнесенной к одному молю газа, и связана с теплотой адсорбции $Q_а$ зависимостью

$$Q_м = zQ_а, \tag{1.40}$$

z — коэффициент пропорциональности, равный для кубической решетки $z=1/2$, а для гексагональной решетки $z=2/3$.

В реальных условиях распределение потенциала вдоль по поверхности адсорбента и величина потенциального барьера, рассчитываемого по (1.40), за счет щелей, выступов и прочих дефектов могут быть сильно искажены.

Время перехода молекулы из одной потенциальной ямы в другую называется временем миграции $\tau_м$ и определяется, как и время адсорбции, соотношением:

$$\tau_м = \tau_0 e^{Q_м/(RT)}. \tag{1.41}$$

Если $\tau_м$ велико, то миграция молекул отсутствует и молекулы газа локализованы на поверхности твердого тела.

Число скачков $N_м$, которые совершит молекула за время адсорбции, определяется соотношением

$$N_м = \frac{\tau_а}{\tau_м} = \exp\left[\frac{Q_а(1-z)}{RT}\right].$$

Средний путь, который проходит молекула за время адсорбции в веществе, имеющем кубическую кристаллическую решетку:

$$L_м = N_м A = A \exp\left[\frac{Q_а(1-z)}{RT}\right],$$

где A — постоянная кристаллической решетки.

Например, за время адсорбции молекула газа, имеющего теплоту адсорбции $Q_а = 80 \cdot 10^3$ кДж/кмоль, при 293 К на поверхности тела с идеальной кубической решеткой ($A=0{,}5$ нм и $z=0{,}5$) совершает число скачков $N_м = 2{,}5 \cdot 10^7$ и проходит путь $L_м = 1{,}25$ см.

§ 1.6. Степень покрытия гладкой поверхности молекулами газа

Для определения степени покрытия гладкой поверхности молекулами газа сделаем следующие допущения:

1. *Теплота адсорбции постоянна и не зависит от количества поглощенного газа.*

2. *Все молекулы, которые ударяются о поверхность твердого тела, адсорбируются с вероятностью f, не зависящей от количества поглощенного газа.*

Эти допущения справедливы при степенях покрытия значительно меньших единицы. Тогда условие адсорбционного равновесия на поверхности, заключающееся в равенстве скоростей испарения и конденсации молекул газа, примет вид

$$a_m \frac{d\Theta}{dt} = \mu - \vartheta\Theta = 0, \tag{1.42}$$

где $\vartheta = a_m/\tau_а$ — скорость испарения газа с поверхности, покрытой мономолекулярным слоем; a_m — количество молекул, необходимое

для образования монослоя на поверхности твердого тела (табл. 1.3); $\mu = fN_q$ — скорость конденсации газа; Θ — степень покрытия поверхности молекулами газа; f — вероятность поглощения молекулы газа на свободной поверхности (для приближенных расчетов обычно принимают $f = 1$).

Таблица 1.3

Средняя единичная длина свободного пути L_1, диаметры молекул d, число молекул в монослое a_m, постоянная Сезерленда C для некоторых газов

Газ	$d_м \cdot 10^{10}$, м	C, К	$T = 298$ К			$T = 77$ К		
			$d \cdot 10^{10}$, м	$a_m \cdot 10^{-18}$, $м^{-2}$	$L_1 \cdot 10^5$, м·торр	$d \cdot 10^{10}$, м	$a_m \cdot 10^{-18}$, $м^{-2}$	$L_1 \cdot 10^5$, м·торр
N_2	2,74	116	3,23	9,6	6,7	4,35	5,3	0,96
O_2	3,01	125	3,58	7,7	5,4	4,87	4,22	0,76
Ar	3,00	142	3,64	7,6	5,3	5,07	3,9	0,70
CO_2	3,36	254	4,57	4,8	3,3	6,96	2,06	0,37
Ne	2,35	56	2,56	15,2	10,5	3,1	10,4	1,78
Kr	3,17	188	4,05	6,1	4,1	5,8	2,8	0,52
H_2	2,41	84	2,73	13,5	9,3	3,5	8,4	1,46
Xe	3,53	252	4,8	4,4	3,0	7,3	1,8	0,34
H_2O	2,53	659	4,53	4,9	3,4	7,8	1,6	0,30
Воздух	3,13	112	3,66	7,5	5,1	4,9	4,2	0,74

Примечание. Диаметры молекул $d_м$ определены из вязкости газов.

Воспользовавшись выражениями (1.11), (1.39) для N_q и τ_a, а также уравнением газового состояния (1.13), перепишем (1.42) в виде

$$\Theta = \frac{f\tau_0 \exp\left(\frac{Q_a}{RT}\right)}{a_m \sqrt{2\pi mkT}} p. \qquad (1.43)$$

Расчет по формуле (1.43) для атмосферного азота при $p = 7{,}9 \cdot 10^4$ Па (591 торр), $T = 298$ К; $f = 1$; $\tau_0 = 10^{-13}$ с, $Q_a = 14\,700$ кДж/кмоль; $R = 8{,}31$ кДж/(кмоль·К); $a_m = 9{,}6 \cdot 10^{-18}$ $м^{-2}$, $m = 4{,}65 \cdot 10^{-26}$ кг; $k = 1{,}37 \cdot 10^{-23}$ Дж/К дает значение степени покрытия $\Theta = 9 \cdot 10^{-3}$, т. е. азот в таких условиях покрывает менее 0,01 свободной поверхности.

Давление двуокиси углерода в воздухе при 298 К составляет 31 Па ($2{,}3 \cdot 10^{-1}$ торр). Расчет степени покрытия поверхности при $f = 1$; $\tau_0 = 10^{-13}$ с; $a_m = 4{,}8 \cdot 10^{18}$ $м^{-2}$; $m = 7{,}3 \cdot 10^{-26}$ кг; $Q_a = 25\,000$ кДж/кмоль дает $\Theta = 4 \cdot 10^{-4}$, т. е. содержание CO_2 на поверхности в обычных условиях также невелико. При понижении температуры степень покрытия поверхности тела указанными газами может сильно возрасти.

Особенно велико значение Θ для паров воды, масла и ряда других веществ с большой теплотой адсорбции. При этом Θ может быть больше единицы. Уравнение (1.43) в этом случае становится несправедливо из-за невыполнения сделанных нами допущений.

§ 1.7. Средняя длина свободного пути

Направленный молекулярный поток, содержащий в начальный момент N_0 молекул газа, за счет столкновения с другими молекулами с частотой K за время dt уменьшается на величину $dN = -NK\,dt$. Проинтегрировав это выражение, получим

$$N = N_0 e^{-Kt} = N_0 e^{-l/L}.$$

Здесь $L = v/K$ — **средняя длина свободного пути молекул газа,** определяемая *отношением скорости молекул к числу столкновений в единицу времени;* $l = vt$ — длина пути молекулы за время t.

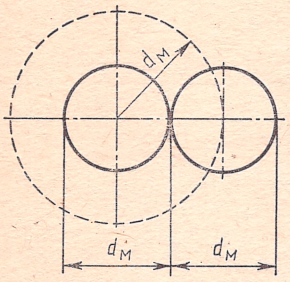


Рис. 1.5. Схема для расчета столкновения двух одинаковых молекул

Столкновение произойдет, если расстояние между центрами молекул будет не более диаметра молекулы $d_м$ (рис. 1.5). Будем считать, что одна молекула имеет радиус $d_м$, а все остальные молекулы — математические точки с нулевым радиусом. При движении со скоростью v в газе с молекулярной концентрацией n за одну секунду такая воображаемая молекула опишет объем

$$V = \pi d_м^2 v$$

и испытает $K = n\pi d_м^2 v$ соударений.

Средняя длина свободного пути в этом случае будет равна

$$L = \frac{v}{K} = \frac{1}{\pi d_м^2 n}. \qquad (1.44)$$

С учетом относительных скоростей движения молекул газа, которые не учитывались при выводе выражения (1.44), для длины свободного пути можно получить более точное выражение:

$$L = \frac{1}{\sqrt{2}n\pi d_м^2}. \qquad (1.45)$$

Из формулы (1.45) видно, что при постоянной молекулярной концентрации длина свободного пути не должна зависеть от температуры. Однако из опытных данных следует, что с увеличением температуры L при $n = \text{const}$ увеличивается. Зависимость длины свободного пути от температуры может быть учтена введением в (1.45) дополнительного множителя в знаменателе, получаемого экспериментально:

$$L = \frac{1}{\sqrt{2}n\pi d_м^2 (1 + C/T)}. \qquad (1.46)$$

Здесь C — **постоянная Сезерленда,** она *равна температуре, при которой в случае постоянной молекулярной концентрации газа средняя длина свободного пути молекул уменьшается вдвое по сравне-*

нию со значением, соответствующим бесконечно большой температуре. Значения постоянной C для различных газов представлены в табл. 1.3.

Для учета взаимодействия молекул газа между собой (взаимного притяжения) вводят понятие эффективного диаметра молекулы d_T:

$$d_T^2 = d_м^2 (1 + C/T). \qquad (1.47)$$

Эффективный диаметр молекулы уменьшается с увеличением температуры газа.

Формула (1.46) может быть представлена с учетом (1.47) в виде

$$L = \frac{1}{\sqrt{2} n \pi d_T^2}.$$

Используя уравнение газового состояния (1.13), выражение (1.46) можно преобразовать:

$$L = \frac{kT}{\sqrt{2} p \pi d_м^2 (1 + C/T)} = \frac{kT^2}{\sqrt{2} p \pi d_м^2 (T + C)}. \qquad (1.48)$$

Для воздуха при $T = 298$ К и давлении 1 Па из (1.48) следует, что $L_1 = 6{,}3 \cdot 10^{-3}$ м·Па. При любом другом давлении $L = L_1/p$. Удобная формула для приближенного расчета L в зависимости от давления:

$$L = 0{,}63/p, \qquad (1.49)$$

где p — в Па, а L — в см.

При расчетах длины свободного пути молекул газа, при различных температурах и постоянном давлении на основании (1.48) можно получить следующее выражение:

$$L_T = L_0 \frac{T^2 (T_0 + C)}{T_0^2 (T + C)} = b L_0, \qquad (1.50)$$

где

$$b = \frac{T^2 (T_0 + C)}{T_0^2 (T + C)}.$$

В случае смеси двух газов, молекулы которых имеют массы m_1 и m_2, средняя длина свободного пути L_1 частицы с массой m_1 рассчитывается по формуле

$$L_1 = \frac{1}{\sqrt{2} \pi n_1 d_{T1}^2 + \pi n_2 d_{12}^2 \sqrt{1 + m_1/m_2}}. \qquad (1.51)$$

Здесь d_{T1} — эффективный диаметр молекул с массой m_1 и концентрацией n_1; $d_{12} = \frac{1}{2}(d_{T1} + d_{T2})$; d_{T2} — эффективный диаметр молекул с массой m_2 и концентрацией n_2.

Первое слагаемое в знаменателе (1.51) зависит от столкновения одинаковых частиц с массой m_1, а второе — от столкновения частиц с массами m_1 и m_2. Если $n_1 \ll n_2$, то получим более простое выражение

$$L_1 = \frac{1}{\pi n_2 d_{12}^2 \sqrt{1 + m_1/m_2}}. \qquad (1.52)$$

§ 1.8. Понятие о степенях вакуума

Многие физические процессы в вакууме сильно зависят от соотношения между числом взаимных столкновений молекул и числом столкновений молекул со стенками вакуумной системы.

Частота столкновений между молекулами $K_м$ обратно пропорциональна средней длине свободного пути:

$$K_м = v_{ар}/L.$$

Из общего числа соударений молекул со стенками камеры $nv_{ар}F/4$, приходящихся на nV молекул, легко рассчитать среднее число соударений со стенкой $K_с$, приходящихся в единицу времени на одну молекулу:

$$K_с = v_{ар}F/(4V) = v_{ар}/d_{эф},$$

где F — площадь поверхности стенок, соприкасающихся с разреженным газом; V — объем камеры; $d_{эф} = 4V/F$ — эффективный размер вакуумной камеры.

Для молекул газа внутри сферического сосуда диаметром D эффективный размер камеры $d_{эф} = \frac{2}{3}D$, для трубы бесконечной длины с диаметром D получим $d_{эф} = D$, а для двух бесконечных параллельных поверхностей, расположенных на расстоянии D друг от друга — $d_{эф} = 2D$.

Отношение $K_с/K_м$ называется **критерием Кнудсена**

$$\mathrm{Kn} = K_с/K_м = L/d_{эф}. \qquad (1.53)$$

В зависимости от значения безразмерного критерия Kn различают степени вакуума: низкий, средний и высокий.

Под **низким вакуумом** *понимается состояние газа, при котором взаимные столкновения между молекулами преобладают над столкновениями молекул газа со стенками вакуумной камеры.* Такое состояние газа соответствует условию $\mathrm{Kn} \ll 1$. При этом длина свободного пути молекул газа значительно меньше размеров вакуумной камеры. При напылении в низком вакууме столкновения молекул газа с молекулами распыляемого вещества не дают возможности получить на стенках камеры изображение экрана, поставленного на пути молекулярного пучка.

Средний вакуум — *это состояние газа, когда частоты соударения молекул друг с другом и со стенками вакуумной камеры одинаковы,* при этом $L \approx d_{эф}$, а $\mathrm{Kn} \approx 1$.

Высокий вакуум — *это состояние газа, при котором столкновения молекул газа со стенками преобладают над взаимными столкновениями молекул газа.* При этом $Kn \gg 1$. Изображение на стенках вакуумной камеры от экрана, поставленного на пути молекулярного пучка, получается в этом случае отчетливым.

Под **сверхвысоким вакуумом** *можно понимать область высокого вакуума, для которой доля поверхности покрытой адсорбированными газами не превышает заданной величины* R_0. Условие существования сверхвысокого вакуума может быть записано в следующем виде:

$$L/d_{эф} \gg 1;$$
$$\Theta < R_0, \qquad (1.54)$$

где Θ — определяется из (1.43).

Если принять значение $R_0 = 10^{-3}$, то для выполнения второй части условия (1.54) для воды и масел с теплотой адсорбции около 80 кДж/моль, как следует из (1.43), требуются давления не ниже чем 10^{-9} Па.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. В чем состоит физический смысл понятий давления и температуры газа?
2. Чем определяется максимальная теоретическая быстрота откачки вакуумных насосов и как она зависит от давления газа?
3. Почему все газы и пары в вакуумной технике рассматриваются как идеальные?
4. Какие единицы измерения давления применяются в вакуумной технике?
5. Когда удобно применять логарифмические единицы давления?
6. Какие внесистемные единицы давления и массы газа применяются в вакуумной технике?
7. Каково соотношение между наиболее вероятной, среднеарифметической и среднеквадратичной скоростями газовых молекул?
8. В чем различие между временем адсорбции и временем миграции молекулы на поверхности твердого тела?
9. Как зависит средняя длина свободного пути молекул от давления газа?
10. В чем различие между основными степенями вакуума?

Глава 2

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ВАКУУМЕ

§ 2.1. Вязкость газов

При перемещении твердого тела со скоростью $v_п$ за счет передачи количества движения молекулам газа возникает сила внутреннего трения.

Весь газ между подвижной *1* и неподвижной *2* пластинами (рис. 2.1) можно разделить на слои толщиной L, где L — средняя длина свободного пути. В плоскости x_0 происходят столкновения молекул, вылетевших из плоскостей x' и x''. Изменение количества движения в результате одного столкновения равно $2mLdv_п/dx$. Принимая, что в среднем в отрицательном и положительном на-

правлениях оси x в единицу времени единицу площади в плоскости x_0 пересекают согласно (1.11) $nv_{ар}/4$ молекул, получим общее изменение количества движения в плоскости x_0 в единицу времени

$$0{,}5mnLv_{ар}\frac{dv_п}{dx}.$$

Сила трения по всей поверхности переноса определяется общим изменением количества движения:

$$F=-\frac{1}{2}nmLv_{ар}\frac{dv_п}{dx}A=-\eta\frac{dv_п}{dx}A, \qquad (2.1)$$

где A — площадь поверхности переноса.

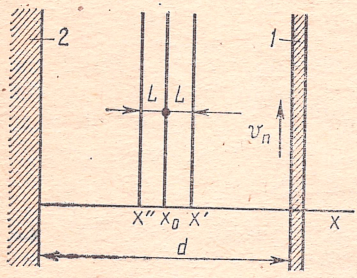


Рис. 2.1. Расчетная схема для определения коэффициента вязкости в газах при низком вакууме

Коэффициент пропорциональности

$$\eta=mnv_{ар}L/2=\rho v_{ар}L/2 \qquad (2.2)$$

называют **коэффициентом динамической вязкости**, а отношение η/ρ — **коэффициентом кинематической вязкости** (ρ — плотность газа). Точное значение

$$\eta=0{,}499\rho v_{ар}L, \qquad (2.3)$$

рассчитанное согласно молекулярно-кинетической теории мало отличается от приближенного значения (2.2). В результате подстановки $v_{ар}$ и L из формул (1.21) и (1.46) в (2.3) получаем

$$\eta=\frac{\sqrt{mkT}}{\pi^{3/2}d_м^2(1+C/T)}. \qquad (2.4)$$

Температурная зависимость коэффициента динамической вязкости определяется множителем T^x, где x изменяется от $^1/_2$ при высоких температурах, когда $T\gg C$, до $^3/_2$ при низких температурах, когда $T\ll C$. Во всех случаях коэффициент вязкости увеличивается при повышении температуры газа.

Числовые значения коэффициента η для некоторых газов при $T=273$ К даны в табл. 2.1.

Таблица 2.1

Коэффициенты	H_2	He	CH_4	Ar	Ne	N_2	CO	O_2	CO_2	Воздух
$\eta\cdot10^5$, Н·с/м²	0,88	1,90	1,10	2,10	3,00	1,75	1,70	2,02	1,40	1,70

Для двухкомпонентной смеси коэффициент вязкости рассчитывается по формуле

$$\eta=\frac{\eta_1}{1+\frac{\gamma d_{12}^2}{1-\gamma d_{T1}^2}\sqrt{\frac{m_1+m_2}{2m_2}}}+\frac{\eta_2}{1+\frac{1-\gamma}{\gamma}\frac{d_{12}^2}{d_{T2}^2}\sqrt{\frac{m_1+m_2}{2m_1}}},$$

где

$$\gamma = n_2/(n_1 + n_2); \quad d_{12} = (d_{T1} + d_{T2})/2; \quad \eta_1 = v_{ар1} m_1/(3\pi d_{T1}^2 \sqrt{2});$$

$\eta_2 = v_{ар} m_2/(3\pi d_{T2}^2 \sqrt{2})$; d_{T1} и d_{T2} находят из (1.47).

Величина η в этом случае зависит от состава смеси, который определяется молярной долей γ.

Градиент скорости $dv_п/dx$ в уравнении (2.1) зависит от средней длины свободного пути и приближенно рассчитывается по формуле

$$dv_п/dx = v_п/(d + 2L), \qquad (2.5)$$

d — расстояние между поверхностями переноса.

В области низкого вакуума, когда $d \gg 2L$, распределение скоростей между поверхностями переноса линейное, а $dv_п/dx$ — величина постоянная, сила трения не зависит от давления. В области среднего вакуума ($d \approx 2L$) градиент скорости уменьшается за счет явления проскальзывания. Сила трения начинает уменьшаться по мере снижения давления. В высоком вакууме в выражении (2.5) величиной d по сравнению с $2L$ можно пренебречь. Уравнение (2.1) с учетом (2.5) при $d \ll 2L$ можно упростить:

$$F = -\frac{n v_{ар} m v_п}{4} A. \qquad (2.6)$$

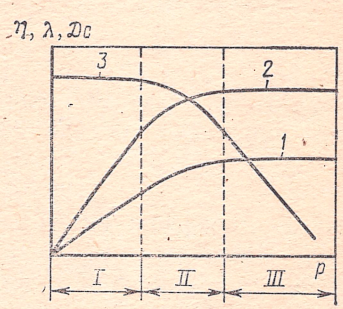


Рис. 2.2. Зависимости коэффициентов динамической вязкости $\eta(1)$, теплопроводности $\lambda(2)$ и самодиффузии $D_c(3)$ от давления при различных степенях вакуума:

I — высокий; *II* — средний; *III* — низкий

Таким образом, *сила трения в области высокого вакуума пропорциональна молекулярной концентрации или давлению газа.* Это объясняется тем, что молекулы газа двигаются между поверхностями переноса без соударений.

Качественная картина зависимости коэффициента динамической вязкости от давления при различных степенях вакуума представлена на рис. 2.2.

Вязкость газов широко используется в вакуумной технике для косвенных измерений низких давлений и для откачки газа из вакуумных систем.

§ 2.2. Перенос тепла

Теплопередача в разреженных газах может происходить за счет трех процессов: конвекции, теплопроводности и излучения.

Конвективный теплообмен может быть либо естественным из-за силового воздействия гравитационного поля на газ, имеющий различную плотность вследствие температурных градиентов, либо вынужденным при наличии газовых потоков во время откачки вакуумных камер.

В области среднего и высокого вакуума роль конвективного теплообмена в общем балансе передачи тепла мала, и в расчетах

им обычно пренебрегают. При низком вакууме конвективный теплообмен является основным способом теплопередачи.

Перенос тепла конвекцией в низком вакууме от поверхности нити, нагретой до температуры $T_н$, к стенкам вакуумной камеры, имеющим температуру T, описывается **уравнением Ньютона — Рихмана:**

$$E_к = \alpha (T_н - T) A, \tag{2.7}$$

где α — коэффициент теплообмена; A — площадь поверхности нити.

При свободной конвекции коэффициент теплообмена

$$\alpha_c = a p^{2/3} (T_н - T),$$

a — коэффициент, зависящий от материала и формы поверхности (определяется экспериментально).

Коэффициент теплообмена в условиях вынужденной конвекции при поперечном обтекании нити для воздуха

$$\alpha_в = \mathrm{Nu}\lambda/d,$$

где λ — коэффициент теплопроводности газа; d — характерный размер (диаметр нити); $\mathrm{Nu} = k_1 \mathrm{Re}^{k_2}$ — критерий Нуссельта; $\mathrm{Re} = v_г d\rho/\eta$ — критерий Рейнольдса; $v_г$ — скорость газового потока; k_1 и k_2 — константы, зависящие от значения числа Re:

при $\mathrm{Re} < 10^3$ $k_1 = 0{,}45$; $k_2 = 0{,}5$;

при $\mathrm{Re} > 10^3$ $k_1 = 0{,}245$; $k_2 = 0{,}6$.

Теплопередача за счет теплопроводности может рассматриваться как явление переноса, аналогичное вязкости. Этот процесс характеризуется количеством тепла, отнесенным к одной молекуле газа: $c_V m T$, где удельная теплоемкость газа при постоянном объеме

$$c_V = \frac{k}{(\gamma - 1) m}, \tag{2.8}$$

а $\gamma = c_p/c_V$ — отношение теплоемкости газа при постоянном давлении к теплоемкости при постоянном объеме (для воздуха и двухатомных газов $\gamma = 1{,}4$; для одноатомных $\gamma = 1{,}66$; для трехатомных $\gamma = 1{,}3$).

Если концентрация газа n постоянна, то аналогично (2.1) запишем выражение для теплового потока:

$$E_т = -\frac{1}{2} n m L c_V v_{ар} \frac{dT}{dx} A. \tag{2.9}$$

Преобразуем (2.9) к виду, известному под названием **уравнения Фурье:**

$$E_т = -\lambda \frac{dT}{dx} A, \tag{2.10}$$

где

$$\lambda = n m v_{ар} L c_V / 2 = \eta c_V. \tag{2.11}$$

В молекулярно-кинетической теории, используя функцию распределения молекул по скоростям, получают для коэффициента теплопроводности λ более точное выражение:

$$\lambda = (9\gamma - 5)\,\eta c_V/4. \qquad (2.12)$$

Значения λ, рассчитанные по формулам (2.11) и (2.12) для воздуха, отличаются на 20%.

Градиент температуры dT/dx в уравнении (2.10), как и градиент скорости при расчете вязкости газа, зависит от средней длины свободного пути молекул газа и определяется по формуле
где

$$\frac{dT}{dx} = \frac{T_1 - T_2}{d + g_1 + g_2},$$

где

$$g_1 = \frac{(2 - a_1)(9\gamma - 5)}{2a_1(\gamma + 1)} L, \quad g_2 = \frac{(2 - a_2)(9\gamma - 5)}{2a_2(\gamma + 1)} L;$$

a_1 и a_2 — коэффициенты аккомодации поверхностей переноса; L — длина свободного пути при средней температуре.

Для приближенных расчетов можно принять, что $g_1 \approx g_2 \approx L$. Значения a и γ приведены в табл. 2.2, причем значения a даны для материалов подложки Pt и W.

Таблица 2.2

Коэффициенты теплопроводности

Газ	c_p, кДж/кг·К	c_V, кДж/кг·°С	$\gamma = c_p/c_V$	a		$k_т$, Вт/м²·К·Па	$q_г = k_{Тв}/k_{Тг}$
				Pt	W		
N_2	1,03	0,73	1,40	0,90	—	1,12	1,06
O_2	0,92	0,66	1,40	0,84	—	1,12	1,06
CO_2	0,85	0,66	1,30	0,87	—	1,27	0,98
Ar	0,52	0,31	1,67	0,89	0,85	0,70	1,80
H_2O	1,95	1,47	1,33	—	—	1,99	0,63
He	5,36	3,13	1,67	—	0,057	2,20	0,57
Ne	1,05	0,63	1,67	—	0,070	0,98	1,27
H_2	13,8	10,2	1,41	0,36	0,950	4,56	0,274
Воздух	1,01	0,72	1,4	0,90	—	1,25	1,00

Теплопроводность газа, так же как и вязкость, не зависит от давления в области низкого вакуума и пропорциональна давлению при высоком вакууме. Для высокого вакуума ($d \ll 2g$) уравнение теплопроводности (2.10) с учетом (2.8) и (2.12) при $a_1 = a_2 = a$ примет вид

$$E_т = \frac{a}{(2 - a)} k_т p (T_2 - T_1) A,$$

$$k_т = \frac{(\gamma + 1) v_{ар}}{8T(\gamma - 1)}.$$

Значения k_T при $T=298$ К, как и значение отношения $q_г = k_{тв}/k_{тг}$, для основных газов, входящих в состав воздуха, приведены в табл. 2.2. Качественная зависимость $\lambda(p)$ при различных степенях вакуума дана на рис. 2.2.

Теплопередачу в вакууме излучением $E_и$ можно определить в Вт/м^2 по **закону Стефана — Больцмана:**

$$E_и = 5{,}7 E_e \left[\left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_2}{100}\right)^4\right] E_г, \qquad (2.13)$$

где T_1 и T_2 — температуры на внешней и внутренней поверхностях переноса; $E_г$ — геометрический фактор (для параллельных плоскостей и концентричных цилиндрических оболочек $E_г = 1$); $E_e = \dfrac{1}{(1/e_2) + (A_2/A_1)[(1/e_1) - 1]}$ — приведенная степень черноты; A_1 и A_2 — площади внешней и внутренней поверхностей переноса; e_1 и e_2 — коэффициенты излучения внешней и внутренней поверхностей (для гладкой поверхности нержавеющей стали $e = 0{,}1$ при 300 К и 0,06 при 77 К, а для меди соответственно 0,03 и 0,019).

При установке экранов приведенная степень черноты уменьшается пропорционально количеству установленных экранов N. Если $A_1 = A_2$, $e_1 = e_2 = e$, то приведенная степень черноты

$$E_{Ne} = \frac{E_e}{N+1} = \frac{e}{(2-e)(N+1)}.$$

В высоком вакууме излучение является практически единственным способом передачи тепла и не зависит от давления газа.

Приведенные закономерности теплопередачи в газах при низких давлениях широко используются в вакуумной технике для расчета нагревательных и охлаждающих устройств, а также для косвенных измерений давления в области среднего и низкого вакуума.

§ 2.3. Диффузия в газах

Уравнение стационарной диффузии, согласно **первому закону Фика,** имеет следующий вид:

$$P_п = -D(dn/dx), \qquad (2.14)$$

где D — коэффициент диффузии; dn/dx — градиент концентрации; $P_п$ — плотность потока частиц в направлении, противоположном градиенту концентрации.

Рассмотрим однородный газ, состоящий из молекул одного типа. В условиях низкого вакуума через плоскость, перпендикулярную направлению потока частиц с обеих сторон из слоев, удаленных на расстояние, равное средней длине свободного пути, будут проходить согласно (1.11) два встречных потока, разность которых и определяет скорость диффузии:

$$P_п = \frac{v_{ар}}{4}(n' - n'') = -\frac{v_{ар}}{4} 2L \frac{dn}{dx}, \qquad (2.15)$$

n' и n'' — концентрации газа в слоях, удаленных от рассматриваемой плоскости на L. Сравнивая (2.14) и (2.15), получим выражение для **коэффициента самодиффузии** в низком вакууме:

$$D_c = Lv_{ар}/2. \qquad (2.16)$$

Воспользовавшись формулами (1.13), (1.21) и (1.46), имеем

$$D_c = \frac{k^{3/2}T^{5/2}}{\pi^{3/2}m^{1/2}pd_м^2(T+C)}.$$

Таким образом, *коэффициент самодиффузии в области низкого вакуума обратно пропорционален давлению.* Температурная зависимость коэффициента самодиффузии определяется множителем $T^{5/2}/(T+C)$, который можно записать в виде T^x, где x изменяется от 1,5 при $T \gg C$ до 2,5 при $T \ll C$, т. е. *коэффициент самодиффузии увеличивается с повышением температуры газа.* Точное значение D_c, рассчитанное в соответствии с молекулярно-кинетической теорией, практически совпадает с результатами расчетов по формуле (2.16).

Для смеси двух газов с концентрациями n_1 и n_2 в связи с тем, что $n = n_1 + n_2 = \text{const}$, можно записать:

$$\frac{\partial n_1}{\partial x} + \frac{\partial n_2}{\partial x} = 0; \quad \frac{\partial n_1}{\partial t} + \frac{\partial n_2}{\partial t} = 0$$

откуда следует равенство коэффициентов диффузии первого газа во втором D_{12} и второго в первом D_{21}:

$$D_{12} = D_{21} = D_в.$$

Коэффициент взаимной диффузии $D_в$ при низком вакууме рассчитывается по формуле

$$D_в = \frac{8\sqrt{2}}{3}\left(\frac{kT}{\pi}\right)^{3/2}\frac{1}{p(d_1+d_2)^2}\sqrt{\frac{1}{m_1}+\frac{1}{m_2}}.$$

Здесь d_1 и d_2 — эффективные диаметры молекул газа с массой m_1 и m_2, определяемые по формуле (1.47). $D_в$ не зависит от процентного состава смеси и обратно пропорционален общему давлению.

Удобно представить выражение для $D_в$ в виде

$$D_в = D_0 (T/T_0)^x (p_0/p),$$

где $x = 1{,}5 \div 2{,}5$; $T_0 = 273$ К; $p_0 = 10^5$ Па.

Коэффициенты D_0 для смеси воздуха с различными газами имеют значения, приведенные в табл. 2.3.

В области высокого вакуума расстояние между поверхностями переноса всегда меньше, чем средняя длина свободного пути молекул газа, и, таким образом, молекулы, вылетевшие с одной из поверхностей, достигают другую без соударений. В этом случае в формуле (2.15) для расчета коэффициента самодиффузии вместо $2L$ необходимо подставить эффективный размер вакуумной камеры $d_{эф}$. Тогда

$$D_c = d_{эф}v_{ар}/4 = d_{эф}\sqrt{kT}/\sqrt{2\pi m}.$$

Таблица 2.3

Коэффициент	O_2	CO_2	CH_4	H_2O	H_2	C_2H_2
D_0, см²/с	0,178	0,138	0,196	0,220	0,661	0,194

Коэффициент самодиффузии в высоком вакууме не зависит от давления, прямо пропорционален $\sqrt{T}$ *и обратно пропорционален* $\sqrt{m}$. Качественный характер зависимости коэффициента самодиффузии от давления дан на рис. 2.2.

Если два газа, имеющих малую концентрацию, диффундируют в третий и имеют коэффициенты диффузии соответственно D_1 и D_2, то

$$\frac{D_1}{D_2}=\frac{L_1 v_{ap1}}{L_2 v_{ap2}}=\frac{L_1}{L_2}\sqrt{\frac{M_2}{M_1}}.$$

Это соотношение используют при изучении работы диффузионных вакуумных насосов.

§ 2.4. Температурное равновесие давлений

В связанных между собой сосудах, имеющих различную температуру, в зависимости от степени вакуума будет устанавливаться различное соотношение давлений и молекулярных концентраций.

При низком вакууме *условием отсутствия газовых потоков в двух, соединенных между собой объемах, имеющих различную температуру, является равенство давлений в этих объемах:* $p_1=p_2$.

При этом согласно уравнению газового состояния соотношение концентраций $n_1/n_2=T_2/T_1$.

В высоком вакууме может устанавливаться только динамическое равновесие, при котором потоки газа, переходящие из одного сосуда в другой, будут равны. Для сосудов, соединенных отверстием, согласно (1.11) и (1.21) можно записать условие равновесия в виде

$$\frac{n_1}{4}\sqrt{\frac{8kT_1}{\pi m}}=\frac{n_2}{4}\sqrt{\frac{8kT_2}{\pi m}},$$

откуда следует, что

$$p_1/p_2=\sqrt{T_1/T_2} \text{ и } n_1/n_2=\sqrt{T_2/T_1}. \qquad (2.17)$$

Это справедливо и для сосудов, соединенных трубопроводами. Таким образом, в высоком вакууме *равновесие в соединенных объемах устанавливается при давлениях, пропорциональных корню квадратному из отношения их абсолютных температур.*

В области среднего вакуума для определения соотношения между давлениями можно пользоваться приближенной формулой

$$p_1/p_2=(T_1/T_2)^{\frac{1}{2(1+d/L)}}, \qquad (2.18)$$

где d — эффективный размер соединительного отверстия или трубопровода; L — средняя длина свободного пути молекул газа при среднем давлении.

Формула (2.18) дает значение $p_1=p_2$ в области низкого вакуума, когда $L\to 0$, и $p_1/p_2=\sqrt{T_1/T_2}$ в области высокого вакуума, когда $L\to\infty$. Для среднего вакуума ошибка в расчетах по формуле (2.18) по сравнению с экспериментальными данными не превышает 10%.

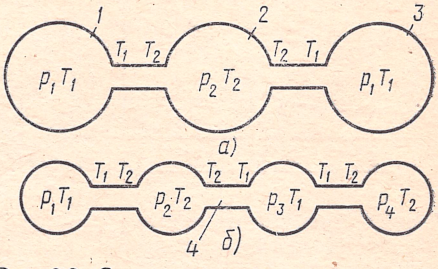


Рис. 2.3. Схемы соединения объемов, имеющих различные температуры

Приведенные соотношения очень важны при измерениях давления в вакуумных камерах, имеющих неравномерную температуру газа.

Пусть манометрический преобразователь установлен на участке вакуумной системы с температурой $T_1=293$ К, а давление измеряют в объеме, охлажденном до температуры жидкого азота $T_2=77$ К (такие условия имеют место в вакуумных системах с азотными ловушками и адсорбционными насосами). Тогда согласно (2.17) при высоком вакууме $p_1/p_2\approx 2$. При измерении же давления в вакуумной печи манометрическим преобразователем, установленным на участке вакуумной системы, имеющем комнатную температуру $T_1=293$ К и $T_2=1273$ К, $p_1/p_2\approx 0{,}5$.

Таким образом, без учета поправок на температурное равновесие можно легко ошибиться при измерениях давления при высоком вакууме, по крайней мере в 2 раза.

Если между находящимися в одинаковых температурных условиях манометром *1* (рис. 2.3, *а*) и баллоном *3* расположен баллон *2* с иной температурой, то в случае высокого вакуума во всех баллонах наличие промежуточного баллона не влияет на измерение давления. В этом можно убедиться последовательным применением уравнения (2.17).

При соединении баллонов так, как показано на рис. 2.3, *б*, при высоком вакууме в них соотношение давлений будет $p_1/p_4=\sqrt{T_1/T_2}$, т. е. коэффициент компрессии не увеличивается при увеличении числа баллонов. Если же в трубопроводе *4* создать условия низкого вакуума, например, увеличив его размеры, то p_2, станет равным p_3, а отношение давлений p_1/p_4 при сохранении условий высокого вакуума в остальных соединительных трубопроводах возрастет и станет равным T_1/T_2. В этом случае увеличение количества баллонов будет сопровождаться увеличением соотношения давлений в начальном и конечном баллонах, что используется для создания тепловых вакуумных насосов.

§ 2.5. Режимы течения газа

Стационарный газовый поток через элементы вакуумной системы является следствием существующей в них разности давлений и рассчитывается по формуле

$$Q = U(p_1 - p_2), \tag{2.19}$$

где p_1 и p_2 — давления на концах элемента вакуумной системы, а U — проводимость этого элемента. **Проводимость элемента** *является коэффициентом пропорциональности между потоком и разностью давлений и численно равна количеству газа, протекающему через элемент в единицу времени, при разности давлений на концах элемента, равной единице.* Если выразить поток в единицах л·торр/с или м³·Па/с, то проводимость выразится соответственно в л/с и м³/с. Выражение потока в кг/с дает для проводимости размерность кг/(Па·с).

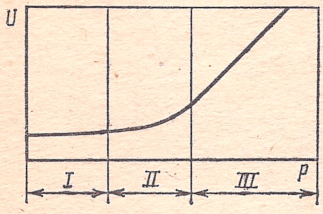


Рис. 2.4. Зависимость проводимости элемента вакуумной системы от степени вакуума:
I — высокий; *II* — средний; *III* — низкий

Сопротивление элемента — это величина, обратная его проводимости:

$$Z = 1/U. \tag{2.20}$$

По аналогии с электрическими цепями в вакуумной технике при приближенном рассмотрении процессов течения газа принимается, что проводимость элемента не зависит от его расположения среди других элементов. Тогда для ряда i параллельно соединенных элементов с проводимостями U_i можно определить общую проводимость как

$$U_0 = \sum_{i=1}^{N} u_i,$$

где N — общее число элементов.

Для ряда последовательно соединенных элементов получим общую проводимость:

$$U_0 = 1 \Big/ \sum_{i=1}^{N} \frac{1}{U_i}.$$

Проводимость элемента вакуумной системы зависит от степени вакуума, при котором наблюдается течение газа. На рис. 2.4 показана характерная зависимость проводимости элемента от степени вакуума. В низком вакууме проводимость растет при повышении давления, в высоком вакууме она остается постоянной.

В низком вакууме при наиболее высоких давлениях возможно существование **инерционного режима течения газа**, аналогичного турбулентному режиму, рассматриваемому в гидродинамике. В этом режиме течения газа важную роль играют силы инерции движущей-

ся массы газа, вызывающие образование вихрей, приводящих к сложному характеру распределения скорости движения газа по поперечному сечению элемента.

Условие существования инерционного режима течения определяется критерием Рейнольдса $\mathrm{Re}=dv_г/\eta$.

Здесь d — характерный размер элемента; $v_г$ — скорость течения газа; η — коэффициент динамической вязкости.

При течении газов в трубопроводах условие существования инерционного режима можно выразить в другой форме, выражая $v_г$ через поток газа Q:

$$v_г = 4Q/\pi d^2 p.$$

При этом для воздуха при комнатной температуре условие существования инерционного режима может быть переписано в виде

$$Q > 3 \cdot 10^3 d,$$

где Q — поток газа, м³·Па/с; d — диаметр трубопровода, м.

Такие потоки в элементах вакуумных систем существуют очень редко. В основном они встречаются в момент запуска некоторых вакуумных установок. Поэтому в дальнейшем мы не будем рассматривать этот режим течения газа, считая его нехарактерным для вакуумных систем.

В низком вакууме основную роль играет **вязкостный режим течения газа**, при котором характер распределения скорости в поперечном сечении определяется силами внутреннего трения.

При высоком вакууме силы внутреннего трения в газах стремятся к нулю и существует **молекулярный режим течения газа**, для которого характерно независимое перемещение отдельных молекул.

В среднем вакууме на течение газа одновременно сказывается влияние внутреннего трения и молекулярного переноса. Существующий при этом переходный режим течения называют **молекулярно-вязкостным.**

Граничные условия существования различных режимов течения газа в вакуумных системах в зависимости от критерия Кнудсена Кп — отношение средней длины свободного пути молекул газа L к эффективному размеру $d_{эф}$ — представлены в табл. 2.4. В каждом режиме для любого из элементов вакуумных систем может быть получена своя зависимость проводимости от давления, температуры и характерных размеров элемента.

Таблица 2.4

Режимы течения газа в вакуумных системах

Режим	Граница	
	верхняя	нижняя
Вязкостный	Атмосферное давление	$\mathrm{Kn} \leqslant 5 \cdot 10^{-3}$
Молекулярно-вязкостный	$\mathrm{Kn} > 5 \cdot 10^{-3}$	$\mathrm{Kn} \leqslant 1{,}5$
Молекулярный	$\mathrm{Kn} > 1{,}5$	$\mathrm{Kn} \longrightarrow \infty$

В последующих параграфах рассмотрим в качестве примеров эти зависимости для двух типов элементов вакуумных систем: отверстий и трубопроводов.

§ 2.6. Течение газов через отверстия

Под отверстием будем понимать трубопровод, длина которого значительно меньше диаметра ($l \leqslant 0{,}01\ d$), расположенный в стенке, разделяющей два объекта. Пусть эти объекты будут бесконечно большими (рис. 2, 5, *а*).

При вязкостном режиме течения газа закон сохранения энергии для адиабатического истечения газа можно записать в виде равенства приращения кинетической энергии газа изменению его энтальпии:

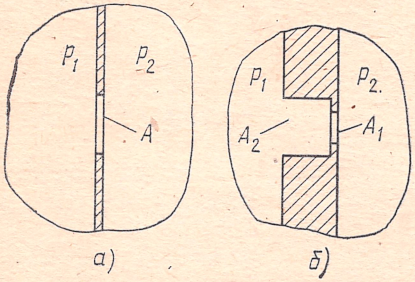


Рис. 2.5. **Формы отверстий:**

а — соединение бесконечных объемов; *б* — соединение бесконечного и ограниченного объемов

$$G\frac{\omega_{г2}^2}{2} = G(I_1 - I_2),$$

где G — поток газа; $\omega_{г2}$ — скорость газа на выходе из отверстия; I_1 и I_2 — энтальпии газа до и после прохождения отверстия. Воспользовавшись тем, что $I = c_p T$, перепишем уравнение сохранения энергии в виде

$$\omega_{г2}^2/2 = c_p T_1 (1 - T_2/T_1).$$

С учетом того, что $pV = RT/M$, $R/M = c_p - c_v$; $\gamma = c_p/c_v$ и $V_1/V_2 = (p_2/p_1)^{1/\gamma}$, где V — удельный объем газа, м³/кг, преобразуем уравнение сохранения энергии:

$$\omega_{г2} = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma - 1} p_1 V_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(\gamma-1)/\gamma}\right]}.$$

Поток газа через отверстие (кг/с) с учетом записанного выражения для $\omega_{г2}$:

$$G = \omega_{г2} A/V_2 = \psi \sqrt{p_1/V_1} A, \qquad (2.21)$$

где $\psi = r^{1/\gamma} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma - 1}[1 - r^{(\gamma-1)/\gamma}]}$; $r = p_2/p_1$; A — площадь отверстия.

Из уравнения газового состояния следует, что $V_1 = RT_1/(Mp_1)$. Тогда (2.21) можно переписать в виде

$$G = \psi A p_1 \sqrt{M/(RT_1)}. \qquad (2.22)$$

В условных единицах массы Па·м³/с выражение для газового потока (2.22) будет иметь следующий вид:

$$Q = (GRT_1)/M = \psi A p_1 \sqrt{(RT_1)/M}. \qquad (2.23)$$

При вязкостном режиме течения газа уменьшение отношения давлений с обеих сторон отверстия $r=p_2/p_1 \leqslant 1$ приводит к тому, что количество газа, протекающего через диафрагму, и конечная скорость потока в области p_2 увеличиваются до тех пор, пока отношение p_2/p_1 не достигнет критического значения, соответствующего скорости звука. Если процесс истечения адиабатический, то критическое значение

$$r_к=\left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\gamma/(\gamma-1)}.$$

Для воздуха $\gamma=1{,}4$, поэтому $r_к=0{,}528$; для одноатомного газа $\gamma=1{,}67$; $r_к=0{,}437$, для трехатомного газа $\gamma=1{,}4$; $r_к=0{,}546$.

Дальнейшее уменьшение отношения давлений не изменяет количества протекающего газа. В области отношений p_2/p_1 выше критического проводимость определяется выражением

$$U_{ов}=\frac{Q}{p_1-p_2}=\psi\frac{A}{1-r}\sqrt{\frac{RT_1}{M}}. \quad (2.24)$$

Для воздуха и других двухатомных газов при $\gamma=1{,}4$ получим

$$U_{ов}=241r^{0,7}\sqrt{\frac{T_1}{M}}\sqrt{1-r^{0,3}}\,\frac{A}{1-r}, \quad (2.25)$$

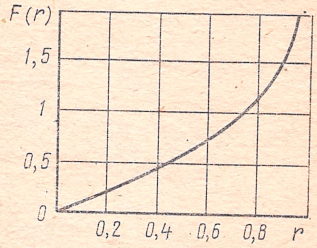


Рис. 2.6. График функции $F(r)$ для расчета проводимостей отверстия при вязкостном режиме течения газа

где M — молекулярная масса, кг/кмоль; A — площадь отверстия, м^2; $U_{ов}$ выражено в м^3/с.

В выражение (2.25) можно ввести функцию

$$F(r)=\frac{r^{0,7}(1-r^{0,3})^{1/2}}{1-r},$$

график которой (рис. 2.6) удобно использовать в расчетах проводимости отверстий при вязкостном режиме течения газов.

При комнатной температуре для воздуха ($M=29$ кг/кмоль), если A выражено в м^2, получим для проводимости отверстия:

$$U_{ов}=766r^{0,7}\sqrt{1-r^{0,3}}\,\frac{A}{1-r} \text{ при } 1\geqslant r\geqslant 0{,}52;$$

$$U_{ов}=200\,\frac{A}{1-r} \text{ при } 0{,}52>r\geqslant 0{,}1;$$

$$U_{ов}=200A \text{ при } 0{,}1>r>0. \quad (2.26)$$

Так как отношение давлений r заранее неизвестно, то расчет нужно вести методом последовательных приближений. При проектировочном расчете с большим запасом можно принять, в первом приближении, что $U_{ов}=200\,A$, м^3/с и не зависит от r. Тогда для круглых отверстий $U_{ов}=160d^2$, м^3/с. Если d выражено в см, то

$U_{ов}=16d^2$, л/с. В обычных вакуумных системах, работающих в стационарном режиме чаще всего $r\geqslant 0{,}8$, это соответствует проводимости $U_{ов}=830\,A$, м³/с, что примерно в 4 раза выше, чем первое приближение.

Проводимость отверстия в молекулярном режиме рассчитывается по формуле

$$U_{ом}=Q/(p_1-p_2)=\frac{GkT}{m}/(p_1-p_2),$$

где $G=G_1-G_2$; G_1 и G_2 — массовые потоки через отверстие, проходящие навстречу друг другу. С учетом того, что $G_1=n_1mv_{ар1}A/4$, а $G_2=n_2mv_{ар2}A/4$, для проводимости можно записать

$$U_{ом}=\frac{\left(n_1\sqrt{\frac{8kT_1}{\pi m}}-n_2\sqrt{\frac{8kT_2}{\pi m}}\right)A}{4(n_1-n_2)}.$$

Если $T_1=T_2=T$, то это выражение упрощается:

$$U_{ом}=36{,}4A\sqrt{T/M}. \qquad (2.27)$$

где M в кг/моль, T в К, A в м², $U_{ом}$ в м³/с.

Расчет проводимости отверстия для воздуха ($M=29$ кг/кмоль) при комнатной температуре $T=298$ К из (2.27) дает в результате

$$U_{ом}=116A. \qquad (2.28)$$

Так как для круглого отверстия $A=\pi d^2/4$, то $U_{ом}=91\,d^2$ м³/с; если d выражено в см, то $U_{ом}=9{,}1\,d^2$ л/с.

В области молекулярно-вязкостного режима течения можно пользоваться приближенной формулой

$$U_{омв}=U_{ом}b+U_{ов}, \qquad (2.29)$$

где $b=\left(1+2{,}5\frac{d}{2L}\right)\Big/\left(1+3{,}1\frac{d}{2L}\right)$,

которая справедлива также в областях молекулярного и вязкостного режимов течения газа.

Для воздуха при комнатной температуре согласно (2.28) имеем

$$U_{омв}=117Ab+U_{ов}, \qquad (2.30)$$

причем коэффициент b на границе с вязкостным режимом равен 0,8, а на границе с молекулярным — 1,0. Для приближенных расчетов можно принять $b=0{,}9$.

Рассмотрим отверстие между бесконечно большим и ограниченным объемами. Трубопровод с отверстием в этом случае (рис. 2.5, *б*) должен иметь с точки зрения II закона термодинамики одинаковую проводимость при течении газа в обоих возможных направлениях:

$$\frac{1}{U_{A_2}}+\frac{1}{U_{тр}}+\frac{1}{U_{A_2A_1}}=\frac{1}{U_{A_1}}+\frac{1}{U_{тр}}, \qquad (2.31)$$

где U_{A_1} и U_{A_2} — проводимости отверстий с площадями A_1 и A_2 со стороны бесконечных объемов соответственно; $U_{A_2A_1}$ — проводимость отверстия, имеющего площадь A_1 со стороны трубопровода; $U_{тр}$ — проводимость трубопровода внутри стенки.

Решая (2.31) относительно $U_{A_2A_1}$ и учитывая, что $U_{A_1}/U_{A_2}=A_1/A_2$, получим

$$U_{A_2A_1}=\frac{U_{A_1}}{1-A_1/A_2}. \qquad (2.32)$$

Проводимости отверстий при любых режимах течения, рассчитанные ранее для присоединения к бесконечным объектам, применяя (2.32), можно преобразовать в проводимости отверстий, соединенных с ограниченным объектом.

Форма отверстий по приведенной методике расчета не оказывает влияния на их проводимость.

§ 2.7. Течение газов по трубопроводам

В области низкого вакуума при вязкостном режиме течения газа средняя длина свободного пути молекул газа L значительно меньше диаметра трубопровода. Слой газа у поверхности трубопровода остается неподвижным, а остальные слои толщиной L движутся в условиях стационарного потока с постоянной скоростью. Органичимся рассмотрением трубопровода с круглым поперечным сечением.

При стационарном потоке в малом элементе газового цилиндра, образованного на радиусе r приращением dr (рис. 2.7), существует равновесие движущей силы $f_1=\pi r^2dp$, вызываемой разностью давлений, и силы внутреннего трения в газах $f_2=\eta 2\pi rdl\frac{dv}{dr}$.

Условие равновесия можно записать в виде

$$\pi r^2dp+2\pi r\eta\frac{dv}{dr}dl=0.$$

Принимая dv/dr, не зависящим от l (распределение скоростей по всей длине трубопровода постоянно), после интегрирования в пределах от 0 до l получим

$$(p_2-p_1)r+2l\eta\frac{dv}{dr}=0.$$

Вновь интегрируя по радиусу трубопровода, при начальных условиях $r=r_0$, $v=0$ получим параболическое распределение скоростей по сечению трубопровода:

$$v=(p_2-p_1)(r_0^2-r^2)/(4\eta l).$$

Объемный расход газа

$$V=\int_0^{r_0}v2\pi rdr=\pi r_0^4(p_2-p_1)/(8\eta l).$$

Поток газа Q, протекающий через трубопровод, найдем как произведение объемного расхода V на среднее давление в трубопроводе:

$$Q = V\frac{p_2 + p_1}{2} = \frac{\pi r_0^4 (p_2 - p_1)(p_2 + p_1)}{16\eta l}.$$

Согласно определению (2.19), запишем выражение для проводимости при вязкостном режиме течения:

$$U_{тв} = Q/(p_2 - p_1) = \pi r_0^4 (p_1 + p_2)/(16\eta l). \qquad (2.33)$$

Таким образом, **проводимость круглого трубопровода** *при вязкостном режиме течения газа обратно пропорциональна его длине и коэффициенту динамической вязкости газа, прямо пропорциональна среднему давлению в трубопроводе и четвертой степени радиуса трубопровода.*

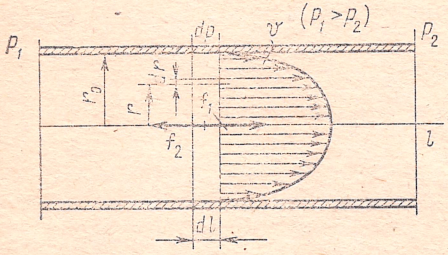


Рис. 2.7. Схема течения газа в трубопроводе при вязкостном режиме

Для воздуха при $T = 293$ К; $\eta = 1{,}82 \cdot 10^{-5}$ Н/(м^2·с) (2.33) можно преобразовать к виду

$$U_{тв} = 1{,}36 \cdot 10^3 \frac{d^4 (p_1 + p_2)}{2l}. \qquad (2.34)$$

Здесь d и l — в м; p — в Па; а $U_{тв}$ — в м^3/с. Это же выражение, если d и l — в см; p — в торр, а $U_{тв}$ — в л/с, имеет вид

$$U_{тв} = 182 \frac{d^4 (p_1 + p_2)}{2l}. \qquad (2.35)$$

Полученные значения для проводимости при течении газа по трубопроводам соответствуют общей закономерности $U = f(p)$ (см. рис. 2.4).

При высоком вакууме и молекулярном режиме течения газа длина свободного пути молекул газа больше диаметра трубы, молекулы движутся независимо друг от друга, соударяясь лишь со стенками трубопровода. Будем считать, что каждая из молекул, хаотически движущихся в трубопроводе, имеет постоянную составляющую переносной скорости $v_п$, направленной по оси трубопровода в область с меньшим давлением (рис. 2.8).

Движущая сила в этом случае

$$f_1 = dpA,$$

где A — поперечное сечение трубопровода.

Уравновешивающая сила, равная общему изменению количества движения всех молекул при их ударе о стенку трубки:

$$f_2 = -BdlN_q m v_п.$$

Здесь B — периметр трубопровода; $N_q = nv_{ар}/4 = p/\sqrt{2\pi mkT}$ — число молекул, ударяющихся о единицу поверхности в единицу времени.

Уравнение равновесия $f_1 + f_2 = 0$ можно записать в виде

$$dpA - BdlN_q mv_п = 0. \qquad (2.36)$$

Если в (2.36) ввести объемный расход $V = v_п A$ и подставить выражение для N_q, то получим

$$\frac{dp}{mp_{ср}V}\sqrt{2\pi mkT} = \frac{B}{A^2}dl.$$

В стационарном режиме произведение $p_{ср}V = Q = \text{const}$, где $p_{ср} = (p_1 + p_2)/2$. Проинтегрируем это соотношение в пределах от p_1 до p_2:

$$\frac{p_2 - p_1}{mQ}\sqrt{2\pi mkT} = \int_0^l \frac{B}{A^2}dl,$$

откуда поток газа

$$Q = \frac{\sqrt{2\pi mkT}\,(p_2 - p_1)}{m\int_0^l \frac{B}{A^2}dl}.$$

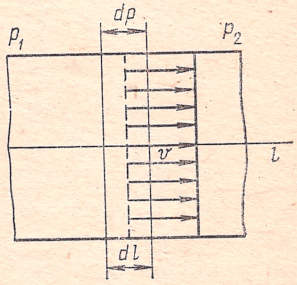


Рис. 2.8. Схема течения газа в трубопроводе при молекулярном режиме

Используя (1.21) для $v_{ар}$, имеем

$$Q = \frac{\pi}{2}\,\frac{v_{ар}(p_2 - p_1)}{\int_0^l \frac{B}{A^2}dl}.$$

Более точное выражение для Q получено Кнудсеном с учетом функции распределения молекул по скоростям:

$$Q = \frac{4}{3}\,\frac{v_{ар}(p_2 - p_1)}{\int_0^l \frac{B}{A^2}dl}.$$

Проводимость трубопровода в этом случае

$$U_{тм} = \frac{Q}{p_2 - p_1} = \frac{4v_{ар}}{3\int_0^l \frac{B}{A^2}dl}.$$

Для трубопровода постоянного поперечного сечения имеем

$$U_{тм} = 4v_{ар}A^2/(3Bl). \qquad (2.37)$$

Таблица 2.5

Формулы для расчета проводимости отверстий и трубопроводов для воздуха при 293 К

Вид элемента системы	Вязкостный режим	Молекулярный режим
Круглое отверстие диаметром d, м	$U = 160\ d^2$ при $p_2/p_1 \leqslant 0{,}1$	$U = 91 d^2$
Отверстие произвольной формы площадью A, м^2	$U = 200A$ при $p_2/p_1 \leqslant 0{,}1$	$U = 116\ A$
Трубопровод диаметром d и длиной l, м	$U = 1{,}36 \cdot 10^3 \frac{d^4}{l} p_{ср}$	$U = 121 \frac{d^3}{l}$
Трубопровод прямоугольного сечения $a \geqslant b$, м	$U = 865 f \frac{ab^3}{l} p_{ср}$	$U = 308\varphi \frac{a^2b^2}{l(a+b)}$
Трубопровод с равносторонним треугольным сечением, a — сторона треугольника, м	$U = 299 \frac{a^4}{l} p_{ср}$	$U = 48{,}1 \frac{a^3}{l}$
Трубопровод эллиптического сечения; a — большая, b — малая оси эллипса, м	$U = 2{,}72 \cdot 10^3 \times \frac{a^3b^3}{(a^2+b^2)l} p_{ср}$	$U = 171 \frac{a^2b^2}{l\sqrt{a^2+b^2}}$
Трубопровод диаметром d_1 с коаксиально расположенным стержнем диаметром d_2, м	$U = 1{,}36 \cdot 10^3 \frac{p_{ср}}{l} \times \left[d_1^4 - d_2^4 - \frac{(d_1^2 - d_2^2)^2}{\ln d_1/d_2} \right]$	$U = 121 \frac{(d_1-d_2)^2(d_1+d_2)}{l}$

Примечания:
1) U выражено в м^3/с, p — в Па.
2)

a/b	1	2	5	10	100	∞
f	2,3	3,7	4,7	5,0	5,3	5,3
φ	1,1	1,2	1,3	1,4	—	—

В случае круглого поперечного сечения

$$U_{тм} = \frac{\pi d^3 v_{ар}}{12l} = 38{,}1 \frac{d^3}{l} \sqrt{\frac{T}{M}}, \qquad (2.38)$$

где d и l выражено в м; M — в кг/кмоль; T — в К; U — в м^3/с. Таким образом, *проводимость трубопровода при молекулярном режиме течения не зависит от давления*. Это соответствует качественной зависимости, показанной на рис. 2.4.

Для воздуха при 293 К проводимость цилиндрического трубопровода круглого поперечного сечения

$$U_{тм} = 121 d^3/l. \qquad (2.39)$$

Если выражать d и l в см, а U — в л/с, то формула для расчета проводимости (2.39) примет другой вид:

$$U_{тм} = 12{,}1 d^3/l. \qquad (2.40)$$

В области среднего вакуума в молекулярно-вязкостном режиме течения газа проводимость трубопроводов может рассчитываться аналогично (2.29) по полуэмпирической формуле, предложенной Кнудсеном:

$$U_{тмв} = bU_{тм} + U_{тв}.$$

Здесь $U_{тв}$ — проводимость трубопровода при вязкостном режиме; $U_{тм}$ — проводимость трубопровода при молекулярном режиме; b — коэффициент, равный 0,8 на границе с вязкостным режимом течения и 1 на границе с молекулярным режимом.

Среднее значение $b = 0{,}9$ может быть принято постоянным для технических расчетов.

Определение проводимостей некруглых трубопроводов может быть сделано по той же методике, которая была использована для определения проводимостей круглых трубопроводов. Расчетные формулы для некоторых форм трубопроводов представлены в табл. 2.5.

§ 2.8. Электрические явления в вакууме

Прохождение электрического тока через газы при приложении разности потенциалов связано с перемещением электронов и положительных ионов. При отсутствии электрического поля распределение по энергиям для электронов, ионов и нейтральных молекул одинаково.

Средняя длина свободного пути электронов в вакууме может быть вычислена, так же как и для молекул, по формуле (1.52):

$$L_e = \frac{4kT}{\pi d^2 p},$$

где d — диаметр молекулы газа.

При равных условиях длина свободного пути электронов в 5,6 раза больше, чем у молекул или положительных ионов.

Ионизация молекул остаточных газов, т. е. образование свободных электронов и положительных ионов, возможна за счет взаимодействия с газами α-, β- или γ-излучения с энергией, превышающей энергию ионизации соответствующих газов (табл. 2.6).

Таблица 2.6

	N_2	He	Ne	Ar	CO	O_2	H_2
Энергия ионизации, эВ	14,5	24,6	21,6	15,8	14,1	12,6	13,6

Наиболее часто для ионизации остаточных газов используется электронная бомбардировка. Процесс ионизации остаточных газов

характеризует **эффективность ионизации молекул** ε, т. е. *число пар ионов, образованных одним электроном на пути в* 1 м *при давлении* 1 Па. В зависимости $\varepsilon(U)$ (рис. 2.9) имеется характерный максимум, соответствующий энергии электрона 100—150 эВ. Молекулы с бо́льшим атомным числом имеют более высокие значения эффективности ионизации.

Под действием разности потенциалов $U_э$ ионы и электроны дополнительно к тепловой энергии $3kT/2$ получают энергию $qU_э$, где q — элементарный заряд. Температура среды, сообщающая частицам энергию, равную энергии движения заряженных частиц, под воздействием электрического поля

$$T = \frac{2qU_э}{3k}.$$

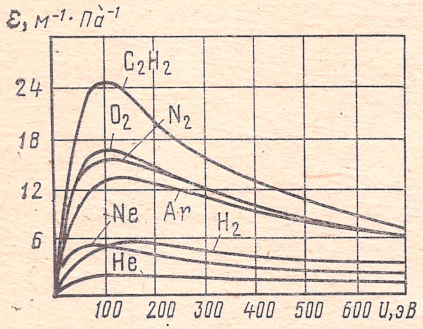


Рис. 2.9. Зависимость эффективности ионизации молекул различных газов от ускоряющего потенциала

Можно подсчитать, что электроны, ускоренные разностью потенциалов 1 В, имеют такую же энергию, как при температуре 7800 К без электрического поля.

Электропроводность газового промежутка при самостоятельном разряде (без дополнительных ионизирующих излучений) зависит от давления. Газ всегда содержит свободные электроны, появляющиеся, например, при взаимодействии с космическим излучением. При низком вакууме в связи с малой длиной свободного пути эти электроны под воздействием электрического поля не успевают приобрести энергию, необходимую для ионизации молекул газа. Электропроводность газа в таких условиях мала.

При высоком вакууме в связи с малым количеством заряженных частиц электропроводность газового промежутка еще меньше.

В области среднего вакуума наблюдаются наибольшие значения электропроводности газа. В этих условиях свободные электроны осуществляют ионизацию молекул остаточных газов, а образующиеся при этом вторичные электроны поддерживают самостоятельный разряд.

Электросопротивление газового промежутка может характеризоваться пробивным напряжением $U_{пр}$, которое зависит от природы газа, расстояния между электродами и давления. Пашеном был открыт закон, по которому *пробивное напряжение зависит от произведения давления газа на расстояние между электродами*, а не от каждого из этих параметров в отдельности. Зависимость пробивного напряжения от произведения pd, где d — расстояние между электродами, показано на рис. 2.10 и имеет характерный минимум в области среднего вакуума.

Прохождение электрического тока через разреженные газы в области среднего вакуума сопровождается свечением газа, зависящим от рода газа и давления. Это явление используется для качественного определения давления и состава газа. При давлениях порядка 10^3 Па разряд появляется между электродами в виде тонкого шнура, который при давлениях около 10^2 Па заполняет всю разрядную трубку. При этом в разряде от катода к аноду можно выделить несколько характерных областей: катодное темное пространство (Астона); светящийся слой, создающий катодное свечение; темное пространство (Крукса); зона отрицательного свечения; темная зона (Фарадея); положительный столб; анодное темное пространство.

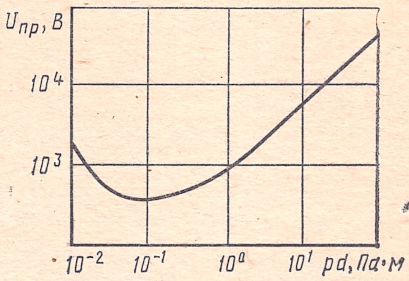


Рис. 2.10. Зависимость пробивного напряжения от произведения давления газа на расстояние между электродами

Положительный столб имеет наиболее интенсивное свечение, по цвету которого можно судить о роде газа, заполняющего разрядный промежуток: воздух светится розовым цветом, кислород — желтым, азот — оранжевым, гелий — розовым, пары воды — голубым, аргон — фиолетовым, неон — красным.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Почему коэффициенты динамической вязкости и теплопроводности газов при низком вакууме не зависят от давления?
2. Какие наиболее эффективные способы передачи тепла в областях низкого и высокого вакуума?
3. Как зависит коэффициент диффузии газов от давления в областях низкого и высокого вакуума?
4. Как при различных степенях вакуума изменяется равновесное давление по длине вакуумной системы, имеющей участки с различной температурой?
5. Нужно ли вводить поправку в показания манометрического преобразователя, отделенного от откачиваемого объекта охлаждаемой ловушкой?
6. В чем состоит физический смысл понятия проводимости элемента вакуумной системы, какова зависимость проводимости от давления при различных режимах течения газа?
7. Чем определяется критическое отношение давлений при течении газа через отверстие в вязкостном режиме?
8. Какие вы знаете способы ионизации газов?
9. Почему минимум пробивного напряжения в вакууме находится в области среднего вакуума?
10. При каких степенях вакуума наблюдается свечение газа при электрическом разряде?

Глава 3
СОРБЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ

§ 3.1. Сорбционные силы и процессы

Сорбция — *это процесс поглощения газов или паров твердыми или жидкими телами.* По мере снижения рабочего давления роль сорбционных процессов в вакуумной технике все более возрастает. Успешное развитие сложных сверхвысоковакуумных откачных устройств и повышение точности вакуумных измерений в настоящее время невозможны без изучения сорбционных процессов, происходящих на границе газ — твердое тело.

Природа сорбционных сил такая же, как и сил межмолекулярного взаимодействия. Различают физическое и химическое взаимодействие. Физическое взаимодействие определяется следующими эффектами:

1. Притяжение между молекулой с постоянным диполем и молекулой с индуцируемым диполем (индукционный эффект);
2. Притяжение между молекулами с постоянными диполями (ориентационный эффект);
3. Притяжением между молекулами с флюктуирующим и индуцированным диполем (дисперсионный эффект);
4. Отталкивание между ядрами сближающихся молекул.

При химическом взаимодействии различают следующие виды связей, обеспечивающие притяжение молекул: ковалентную, металлическую, ионную.

С учетом всех видов эффектов и связей энергия взаимодействия между двумя молекулами может быть записана в виде

$$И = -\frac{C}{r^6} + \frac{B}{r^{12}} - И_x, \qquad (3.1)$$

где r — расстояние между взаимодействующими молекулами; C — константа, характеризующая физические эффекты взаимодействия; B — константа, определяющая отталкивание молекул; $И_x$ — энергия притяжения, характеризующая химические связи.

Константу C для двух одинаковых молекул можно подсчитать по следующей формуле:

$$C = 2\mu_0^2\alpha_0 + \frac{2}{3}\frac{\mu_0^4}{kT} + \frac{3}{4}\alpha_0^2 J. \qquad (3.2)$$

Здесь μ_0 — дипольный момент молекулы; α_0 — поляризуемость; J — потенциал ионизации.

Порядок слагаемых соответствует последовательно индукционному, ориентационному и дисперсионному эффектам притяжения (табл. 3.1).

Для полярных молекул HO_2 и NH_3 существенную часть всей энергии взаимодействия составляет ориентационный эффект, непо-

лярные молекулы взаимодействуют только за счет дисперсионного эффекта, индукционный эффект мал для всех молекул.

Таблица 3.1

Индукционные, ориентационные и дисперсионные энергии взаимодействия двух одинаковых молекул

Газ	Общая энергия взаимод.$\times 10^{19}$, Дж·м^6	$2\mu^2\alpha\cdot10^{19}$		$2/3\,\frac{\mu^4}{\varkappa T}\cdot10^{19}$		$3/4\,J\,\alpha^2\cdot10^{19}$	
		Дж·м^6	%	Дж·м^6	%	Дж·м^6	%
H_2O	247	10	4	190	77	47,0	19,0
CO	67,6	$57\cdot10^{-3}$	$8{,}5\cdot10^{-2}$	$34\cdot10^{-4}$	$5\cdot10^{-3}$	67,5	99,9
NH_3	187	10	5,35	84	45	93,0	49,6
HJ	384	1,68	0,44	$35\cdot10^{-2}$	$9\cdot10^{-2}$	382	99,5
N_2	57,2	—	—	—	—	57,2	100
O_2	39,8	—	—	—	—	39,8	100
H_2	11,4	—	—	—	—	11,4	100
He	1,49	—	—	—	—	1,49	100
Ne	7,97	—	—	—	—	7,97	100
Ar	69,5	—	—	—	—	69,5	100

Поглощение газов на поверхности твердых тел за счет процессов физического взаимодействия называется **физической адсорбцией. Хемосорбция** — *это поверхностное поглощение газов за счет химического взаимодействия.* **Абсорбция** — *это поглощение газов в объеме твердых или жидких тел.*

Вещество, поглощающее газ, называется **сорбентом (адсорбентом, абсорбентом)**. Поглощаемое вещество — **сорбат (адсорбат, абсорбат)**.

Для нахождения энергии связи при поглощении молекулы поверхностью адсорбента необходимо просуммировать энергии взаимодействия молекулы с атомами адсорбента. Если расстояние между молекулой газа и поглощающей поверхностью велико по сравнению с расстоянием между атомами адсорбента, то можно применить интегрирование по объему. Тогда энергия взаимодействия молекулы с поверхностью твердого тела может быть записана в виде

$$\varphi_a = \int_V И n_a dV, \tag{3.3}$$

где n_a — концентрация атомов адсорбента; V — объем адсорбента.

Считая, что адсорбент имеет вид полусферы, т. е. $V = \frac{2}{3}\pi r^3$, после подстановки (3.1) в (3.3) и интегрирования по r в пределах от r_0 до ∞ получим

$$\varphi_a = -\frac{2\pi n_a C}{3r_0^3} + \frac{2\pi n_1 B}{9r_0^9} - 2\pi \int_{r_0}^{\infty} И_x r^2 dr, \tag{3.4}$$

где $-\frac{2\pi n_a C}{3r_0^3}+\frac{2\pi n_a B}{9r_0^9}=\varphi_ф$ — энергия физического взаимодействия;

$-2\pi\int_{r_0}^{\infty} И_x r^2 dr=\varphi_x$ — энергия хемосорбции; r_0 — расстояние от условного положения равновесия молекулы до поверхности адсорбента.

Адсорбция — *процесс экзотермический*, т. е. идет с выделением теплоты. При поглощении одной молекулы газа выделяется теплота адсорбции, рассчитываемая по уравнению (3.4). При физической адсорбции теплота адсорбции обычно не превышает 80 кДж/моль, а при хемосорбции — лежит в пределах от 80 до 400 кДж/моль. Из (3.4) следует, что составляющая притяжения в энергии физического взаимодействия убывает пропорционально третьей степени, а сила притяжения молекулы с поверхностью $F=\frac{d\varphi}{dr}$ для $r>r_0$ обратно пропорциональна четвертой степени расстояния между молекулой и поверхностью адсорбента.

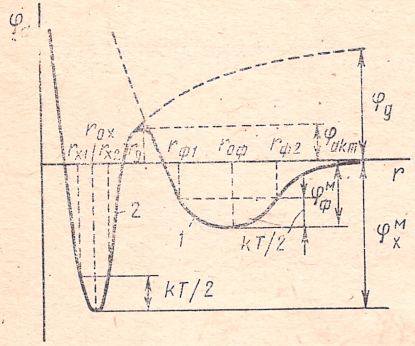


Рис. 3.1. Потенциальная энергия взаимодействия многоатомных молекул с поверхностью твердого тела:

1 — для физической адсорбции; *2* — для хемосорбции

Рассмотрим процесс поглощения многоатомных молекул газа, являющихся основными компонентами воздушной смеси, поверхностью адсорбента (рис. 3.1). По мере приближения к поверхности молекула газа за счет физического взаимодействия попадает в первую потенциальную яму, находящуюся на расстоянии $r_{0ф}$ от поверхности адсорбента. Затем молекулы, обладавшие до взаимодействия с поверхностью энергией не менее $\varphi_{акт}$ на расстоянии $r_д$ от поверхности, диссоциируют на атомы, вступающие в химическую связь с атомами адсорбента. Далее они попадают во вторую потенциальную яму с энергией $\varphi_x^м$, находящуюся на расстоянии r_{0x} от поверхности адсорбента. Энергия активации $\varphi_{акт}$ при диссоциации в адсорбированном состоянии несколько меньше, чем $\varphi_д$ — энергия диссоциации свободных молекул в связи с участием адсорбционных сил в разрыве связи между атомами. Если наиболее вероятная энергия молекул в адсорбированном состоянии $\frac{kT}{2}<\varphi_ф^м$, то они будут колебаться внутри потенциальной ямы между радиусами $r_{ф1}$ и $r_{ф2}$. Для перехода молекул из первой потенциальной ямы во вторую необходимо нагреть поверхность до температуры, при которой выполняется неравенство $\frac{kT}{2}\geqslant\varphi_ф^м+\varphi_{акт}$. Если выполнить неравенство $\frac{kT}{2}\geqslant\varphi_x^м+\varphi_{акт}$, то молекулы начнут десорбироваться из второй потенциальной ямы.

Следующим этапом процесса поглощения является **абсорбция**, которая характеризуется *переходом хемосорбированных молекул газа в кристаллическую решетку твердого тела.* Абсорбируются или растворяются легче всего хемосорбированные атомы, находящиеся на минимальном расстоянии от твердого тела.

Таким образом, процесс сорбции протекает в следующем порядке: физическая адсорбция, хемосорбция, абсорбция.

Равновесное состояние процесса абсорбции определяется растворимостью газов в твердых телах. Сам процесс растворения газов осуществляется за счет диффузии, с которой также связаны очень важные для вакуумной техники процессы газовыделения и газопроницаемости.

Конденсацию газа можно рассматривать как частный случай адсорбции вещества на самом себе.

§ 3.2. Давление насыщенных паров

Вещество в зависимости от давления и температуры может находиться в трех агрегатных состояниях: твердом, жидком и газообразном (рис. 3.2). В тройной точке (b) вещество находится в неопределенном состоянии. При температуре выше критической вещество не может быть переведено из газообразного в другие состояния путем повышения давления. Газообразное состояние вещества при температуре ниже критической называется паром.

Критические температуры некоторых веществ $T_{кр}$ и параметры тройной точки T_b и p_{T_b} приведены в табл. 3.2.

Основные составляющие воздуха при нормальных условиях являются газами. В виде пара присутствуют лишь H_2O, CO_2, Xe. При температуре 77 К, которую имеют поверхности вакуумных ловушек, охлаждаемых жидким азотом, большинство составляющих воздуха переходят в парообразное состояние и лишь H_2, He и Ne остаются газами.

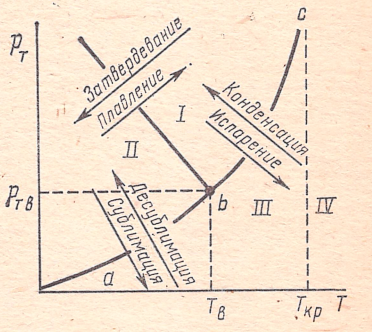


Рис. 3.2. Диаграмма агрегатного состояния вещества:
I — жидкость; *II* — твердое тело; *III* — пар, *IV* — газ

Таблица 3.2

Параметр	H_2O	Кг	CO_2	N_2	O_2	Ar	H_2	Ne
$T_{кр}$, К	647	209	304	126	155	151	33,2	44,4
T_b, К	273	116	217	63,2	54,4	83,8	13,9	24,5
P_{T_b}, Па	560	$7{,}7\cdot10^4$	$4{,}5\cdot10^5$	$1{,}2\cdot10^4$	146	$1{,}5\cdot10^4$	$7{,}2\cdot10^3$	$4{,}3\cdot10^4$

Металлы практически никогда не переходят в газообразное состояние, так как их критические температуры составляют тысячи градусов. Процессы, происходящие при переходе вещества из одного состояния в другое, показаны на рис. 3.2.

Для вакуумной техники наибольший интерес представляет область низких давлений, при которой происходят процессы перехода из жидкого состояния в парообразное (испарение) и обратный процесс (конденсация), или из твердого состояния в парообразное (сублимация) и обратный процесс (десублимация).

Кривая *abc* на рис. 3.2 при давлениях меньше 100 Па может быть описана эмпирическим уравнением:

$$\lg p_T = M - (N/T), \qquad (3.5)$$

где p_T — давление насыщенного пара вещества при температуре T; M и N — константы, зависящие от рода вещества (табл. 3.3).

Таблица 3.3

Скорости испарения и константы эмпирического уравнения (3.5)

	Cu	Al	Zn	Ni	Fe	Cr
	При 1545 К	При 1480 К	При 615 К	При 1670 К	При 1740 К	При 1665 К
Скорость испарения, кг/(м²·с)	$1{,}2\cdot10^{-3}$	$7{,}9\cdot10^{-4}$	$1{,}9\cdot10^{-3}$	$1{,}1\cdot10^{-3}$	$1{,}1\cdot10^{-3}$	10^{-3}
M	11,08	10,91	10,00	11,87	11,56	12,06
$N\cdot10^{-3}$	16,98	15,94	14,87	20,96	19,97	20,00

Примечание. Указанные в таблице температуры соответствуют давлению насыщенных паров 1,33 Па.

В замкнутом объекте с постоянной температурой со временем всегда устанавливается давление насыщенных паров вещества, из которого изготовлен объект. Так, при температуре 1000 К в объекте из меди установится давление насыщенных паров $1{,}3\cdot10^{-6}$ Па, в объекте из железа при той же температуре — $4\cdot10^{-9}$ Па. Особенно велики давления насыщенных паров различных органических и полимерных материалов, часто применяемых в вакуумных системах в качестве уплотнителей (табл. 3.4).

Таблица 3.4

	Трансформаторное масло при T=307 К	Замазка Рамзая	Пицеин	ВМ-4	ВМ-1
		при T=293 К			
Давление насыщенных паров, Па	10^{-1}	10^{-3}	10^{-6}	$5\cdot10^{-3}$	$5\cdot10^{-6}$

В некоторых вакуумных технологических процессах, связанных с нанесением покрытий, наоборот, стремяться к повышению давления насыщенных паров распыляемых материалов.

Давление насыщенных паров сплавов приближенно определяется **законом Рауля:** *давление пара растворителя в растворе ниже давления пара чистого растворителя на величину, пропорциональную концентрации растворенного вещества:*

$$p_A - p_{As} = \frac{n_B}{n_A + n_B} p_A, \qquad (3.6)$$

где p_A — давление насыщенных паров растворителя A; p_{As} — давление насыщенных паров вещества A в растворе; n_A и n_B — количество молей веществ A и B в растворе.

Уравнение (3.6) можно переписать в виде

$$\frac{p_{As}}{p_A} = n_A/(n_A + n_B) = x_A. \qquad (3.7)$$

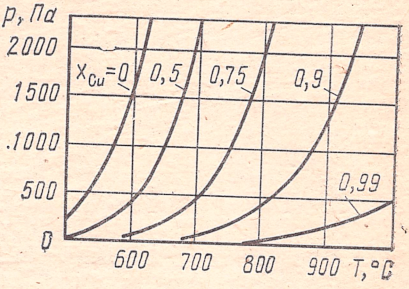


Рис. 3.3. Давление насыщенных паров цинка в сплаве с медью

x_A — молярная доля вещества A в растворе, которая может быть пересчитана в весовые проценты по формуле

$$q_A = \frac{100 x_A M_A}{x_A M_A + (1 - x_A) M_B}, \qquad (3.8)$$

где M_A и M_B — массы молей веществ A и B.

На рис. 3.3 показана зависимость давления паров цинка в сплаве цинка с медью при различных значениях молярной доли меди x_{Cu}. Как видно из рисунка, при постоянной температуре увеличение молярной доли меди существенно снижает давление паров цинка в сплаве.

Закон Рауля лишь качественно описывает зависимость давления насыщенных паров отдельных компонентов сплавов от их состава. Более точные данные могут быть получены экспериментально.

§ 3.3. Испарение

Если над поверхностью вещества давление его паров меньше, чем давление насыщенного пара при данной температуре, то будет происходить процесс испарения вещества. Испарение прекращается при равенстве давления паров давлению насыщенного пара. При этом скорости испарения и конденсации молекул на поверхности равны, что соответствует условиям динамического равновесия.

Воспользовавшись выражением (1.11) для числа молекул, ударяющихся о единицу поверхности в единицу времени и уравнением

газового состояния (1.13), представим эффективную скорость испарения вещества как разность скоростей испарения и конденсации:

$$G_и=(p_T-p)\sqrt{M/(2\pi RT)}=4{,}38\cdot 10^{-3}(p_T-p)\sqrt{M/T}, \qquad (3.9)$$

где p — давление паров вещества, Па; p_T — давление насыщенных паров вещества, Па; M — молекулярная масса, кг/кмоль; $R=8{,}3$ кДж/(кмоль·К); $G_и$ выражено в кг/(м²·с).

В табл. 3.2 приведены скорости испарения некоторых веществ при условии, что $p_T \gg p$. Теплота испарения молекулы вещества, определенная по константе N из (3.5), равна $2{,}3RN$.

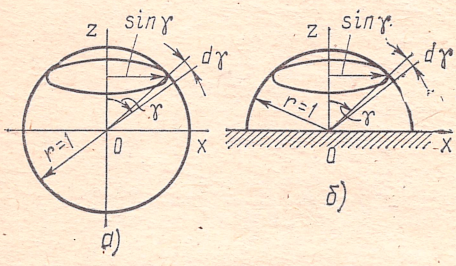


Рис. 3.4. Схема процесса испарения молекул из источников:
а — точечного; *б* — плоского

Испарение из точечного источника O соответствует изотропному распределению, для которого вероятность вылета молекул внутри телесного угла $d\omega$ (рис. 3.4, *а*) определяется как

$$dP=d\omega/(4\pi). \qquad (3.10)$$

При нанесении покрытия на внутреннюю сферическую поверхность $d\omega=2\pi\sin\gamma d\gamma$, тогда $dP=\sin\gamma d\gamma/2$. Полная вероятность вылета молекул внутри сферы $P=\int_0^{\pi}\sin\gamma d\gamma/2=1$.

Испарение из плоского источника подчиняется **закону косинуса,** по которому *вероятность вылета молекул пропорциональна косинусу угла между нормалью к поверхности и направлением вылета* (рис. 3.4, *б*). Вероятность вылета молекул внутри телесного угла $d\omega$ в этом случае

$$dP=A\frac{d\omega}{2\pi}\cos\gamma, \qquad (3.11)$$

где A — множитель, определяемый из условия нормировки $\int_0^{\pi/2}dP=1$. Учитывая, что для внутренней сферической поверхности $d\omega=2\pi\sin\gamma d\gamma$, после подстановки (3.11) в условие нормировки найдем $A=2$. Таким образом, (3.11) можно переписать в окончательном виде

$$dP=2\cos\gamma\frac{d\omega}{2\pi}. \qquad (3.12)$$

Итак, *вероятность вылета молекул из плоского источника равна удвоенному произведению относительного телесного угла на косинус угла между нормалью к поверхности и направлением вылета.*

Интегрируя (3.12) в пределах от 0 до γ, при $d\omega = 2\pi \sin\gamma d\gamma$ найдем долю молекул, вылетающих внутри угла γ:

$$\xi = \int_0^{\gamma} \sin 2\gamma d\gamma = \sin^2\gamma. \qquad (3.13)$$

Из (3.13) также следует выражение для определения угла γ, соответствующего заданной доле молекулярного потока ξ:

$$\gamma = \arcsin\sqrt{\xi}. \qquad (3.14)$$

Эта формула широко применяется при математическом моделировании испарения молекул с поверхности для изучения молекулярных потоков.

§ 3.4. Конденсация

Конденсация происходит при давлениях паров вещества, бо́льших давления насыщенного пара, когда на единице поверхности в единицу времени конденсируется бо́льшее число молекул, чем испаряется. Скорость конденсации из газовой фазы можно записать в виде, аналогичном (3.9), при $p > p_т$.

Рассмотрим особенности процесса конденсации молекул, испаряемых из бесконечно малых источников на плоскую подложку в высоком вакууме. Скорость конденсации при этом $dG_к = G_и dP$.

Если молекула испаряется из точечного источника, то dP определяется согласно (3.10), а $d\omega = ds\cos\gamma/r^2$, где r — расстояние от источника до площадки ds на подложке (рис. 3.5, *а*). Выражение для скорости конденсации при этом

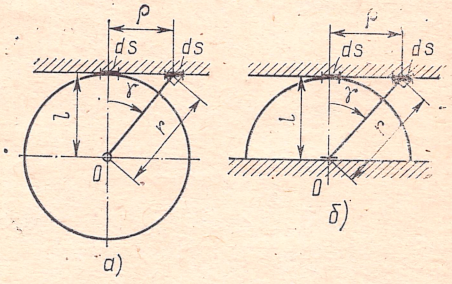


Рис. 3.5. Схемы процесса конденсации молекул на плоскую поверхность из источников:

а — точечного; *б* — плоского

$$dG_{кr} = G_и \cos\gamma ds/(4\pi r^2). \qquad (3.15)$$

Поток молекул, попадающих на площадку ds, расположенную на кратчайшем расстоянии l от источника:

$$dG_{кl} = G_и ds/(4\pi l^2). \qquad (3.16)$$

Тогда отношение толщин пленок конденсата, нанесенных за одинаковый промежуток времени на разные участки поверхности:

$$\frac{h_l}{h_r} = \frac{dG_{kl}}{dG_{kr}} = \frac{r^2}{l^2\cos\gamma} = \frac{r^3}{l^3} = \left[1 + \left(\frac{\rho}{l}\right)^2\right]^{\frac{3}{2}}. \qquad (3.17)$$

Из (3.17) следует, что при $\rho = l$ толщины слоев конденсата в центре и на краю подложки будут отличаться в 2,8 раза. В процес-

сах вакуумного испарения обычно необходима равномерность толщины покрытия. Для допускаемой неравномерности толщины покрытия, равной 10%, минимальное расстояние между источником и подложкой должно быть 2,6 ρ, а при неравномерности 5% необходимо, чтобы $l=3{,}6\,\rho$.

При конденсации молекул, вылетающих из бесконечно малого плоского источника O (рис. 3.5, *б*), вероятность вылета определяется из (3.12). Тогда, аналогично (3.15) и (3.16), получим

$$dG_{кl}=G_и ds/(\pi l^2); \quad dG_{кr}=G_и \cos^2\gamma ds/(\pi r^2).$$

Отношение толщин конденсата при нанесении из плоского источника

$$h_l/h_r=r^4/l^4=[1+(\rho/l)^2]^2. \qquad (3.18)$$

При $\rho=l$ толщины пленки в центре и на краю подложки будут отличаться в 4 раза. При получении пленки с неравномерностью толщины 10% необходимо располагать подложку на расстоянии $l=4{,}5\,\rho$ от источника, а для снижения неравномерности до 5% это расстояние должно быть увеличено до 6,3 ρ. Плоский источник дает бóльшую, чем точечный, скорость нанесения покрытия (в 4 раза при $\gamma=0$), но неравномерность покрытия при этом возрастает.

§ 3.5. Хемосорбция

Хемосорбция играет большую роль в поверхностных процессах. Ее необходимо учитывать при обезгаживании вакуумных систем, процессах напыления и при обработке электровакуумных приборов.

От физической адсорбции хемосорбцию отличают бóльшие энергии взаимодействия. Теплота адсорбции Q_a, обычно более 80 кДж/моль, такая же, как при протекании химических реакций. Хемосорбция свойственна таким системам, как: кислород—серебро; окись углерода—никель; водород—медь; водород—железо; водород—никель.

При хемосорбции обычно наблюдается **мономолекулярная адсорбция,** так как теплоты адсорбции значительно больше теплот конденсации. В таких условиях справедливы следующие допущения:

1. Теплота адсорбции постоянна и не зависит от количества поглощенного газа;

2. Из всех молекул, ударяющихся о поверхность твердого тела, адсорбируются с вероятностью f, не зависящей от количества поглощенного газа, только те молекулы, которые попадают на свободную поверхность.

Тогда условие адсорбционного равновесия примет вид

$$\frac{da}{dt}=\mu(1-\Theta)-\vartheta\Theta=0, \qquad (3.19)$$

где $\Theta=a/a_m$ — степень покрытия поверхности молекулами газа; $\vartheta=\frac{a_m}{\tau_a}=\frac{a_m}{\tau_0}\exp\left(-\frac{Q_a}{RT}\right)$ — скорость испарения; τ_a — время ад-

сорбции; a_m — количество молекул, образующих монослой на единице поверхности; a — количество молекул, адсорбированных на единице поверхности; $\mu = fN_q = fp/\sqrt{2\pi mkT}$ — скорость конденсации; N_q — число молекул, ударяющихся в единицу времени о единицу поверхности, из (1.11).

Решая (3.19), получим

$$a = a_m bp/(1+bp), \tag{3.20}$$

где

$$b = \frac{f\tau_0 \exp[Q_a/(RT)]}{a_m\sqrt{2\pi mkT}}.$$

При постоянной температуре (3.20) представляет собой уравнение изотермы мономолекулярной адсорбции, известное под названием **уравнения Лангмюра.**

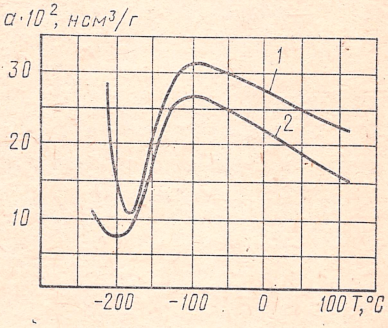


Рис. 3.6. Изобары адсорбции водорода на никелевом порошке:
1 — $2{,}7\cdot10^4$ Па; *2* — $3{,}3\cdot10^3$ Па

Различие между физической адсорбцией и хемосорбцией следует из анализа изобар адсорбции. На рис. 3.6 представлены изобары адсорбции водорода на никеле. При повышении температуры от —225 до —175° С количество поглощенного водорода убывает согласно закономерностям физической адсорбции, затем после минимума при —175° С наблюдается вновь увеличение количества поглощенного газа, связанное с хемосорбцией.

В отличие от физической адсорбции, которая всегда обратима относительно давления в газовой фазе, хемосорбция, как правило, процесс необратимый и для выделения поглощенного количества газа требуется нагрев до более высоких температур. Это приводит к необходимости прогрева вакуумных камер для удаления со стенок хемосорбированных газов.

Особенно трудно удаляется хемосорбированный кислород, приводящий к существенному изменению свойств поверхности. Например, кислород, сорбированный на вольфраме, снижает эмиссию электронов в сотни раз. Для удаления хемосорбированного кислорода необходимо нагреть вольфрам до 1700° С.

§ 3.6. Физическая адсорбция

Физическая адсорбция экспериментально изучается по кривым адсорбции, устанавливающим зависимость между тремя основными величинами: количеством поглощенного газа (a), равновесным давлением (p) и температурой (T). Различают три основных типа кривых адсорбции: изотерма $a=F(p)$ при $T=\text{const}$; изобара $a=F(T)$ при $p=\text{const}$; изостера $p=F(T)$ при $a=\text{const}$. Чаще всего при изучении физической адсорбции пользуются изотермами, которые легко получить экспериментальным путем.

В наиболее общей форме уравнение изотермы физической адсорбции можно получить для случая многослойной, полимолекулярной адсорбции. Условия адсорбционного равновесия имеет вид

$$\mu_i = \vartheta_{i+1}, \tag{3.21}$$

где i — номер адсорбционного слоя. Следовательно, скорость конденсации μ_i в предыдущем адсорбционном слое принимается равной скорости испарения ϑ_{i+1} в последующем слое.

Сделаем следующие допущения:

1. Теплота адсорбции в первом слое постоянна и не зависит от количества поглощенного газа.

2. Теплота адсорбции во втором и всех последующих слоях равна теплоте конденсации.

3. Значения вероятности конденсации на свободной поверхности f и минимальное время адсорбции τ_0 одинаковы для всех адсорбционных слоев.

Условие (3.21) с учетом значений μ и ϑ из (3.19) можно переписать в виде системы уравнений:

$$\begin{aligned} a_1 p s_0 &= b_1 s_1 e^{-Q_1/(RT)}; \\ a_2 p s_1 &= b_2 s_2 e^{-Q_2/(RT)}; \\ &\cdots\cdots\cdots\cdots \\ a_i p s_{i-1} &= b_i s_i e^{-Q_i/(RT)}. \end{aligned} \tag{3.22}$$

Здесь p — давление газа; Q_i — теплота адсорбции в i-слое; a_i и b_i — постоянные коэффициенты; s_0, s_1, ..., s_i — величины свободных поверхностей адсорбента в соответствующем слое.

Согласно сделанным допущениям $Q_1 = Q_a$; $Q_2 = Q_3 = \ldots = Q_i = E$, где E — теплота конденсации; $b_1/a_1 = b_2/a_2 = \ldots = b_i/a_i = g$, где $g = \text{const}$. Поэтому система (3.22) может быть переписана:

$$\begin{aligned} &s_1 = y s_0; \quad y = \frac{p}{g} e^{Q_a/(RT)}; \\ &s_2 = x s_1; \quad x = \frac{p}{g} e^{E/(RT)}; \\ &s_3 = x s_2 = x^2 s_1; \\ &\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \\ &s_i = x s_{i-1} = c x^i s_0; \quad c = \frac{y}{x} = e^{(Q_a - E)/(RT)}. \end{aligned} \tag{3.23}$$

Полная поверхность адсорбента $A = \sum_{i=0}^{i=\infty} s_i$, , а количество адсорбированного вещества $G = a_m \sum_{i=0}^{i=\infty} i s_i$.

Удельное количество поглощенного газа определяется как

$$a=\frac{G}{A}=a_m\frac{\sum\limits_{i=0}^{i=\infty} is_i}{\sum\limits_{i=0}^{i=\infty} s_i}. \qquad (3.24)$$

Если учесть, что

$$\sum_{i=0}^{i=\infty} s_i=s_0\left(1+c\sum_{i=1}^{i=\infty} x^i\right)=s_0\left(1+\frac{cx}{1-x}\right);$$

$$\sum_{i=0}^{i=\infty} iS_i=cs_0\sum_{i=1}^{i=\infty} ix^i=cs_0x\frac{d}{dx}\sum_{i=1}^{i=\infty} x^i=\frac{xcs_0}{(1-x)^2},$$

то после преобразований (3.24) можно привести к виду

$$\frac{a}{a_m}=\frac{cx}{(1-x)(1-x+cx)}. \qquad (3.25)$$

При давлении p, равном давлению насыщенных паров p_T, на свободной поверхности может образоваться бесконечно большое число слоев. При этом $\frac{p_T}{g}e^{\frac{E}{RT}}=1$, тогда $x=p/p_T$. Подставляя полученное для x выражение в (3.25), получим **уравнение полимолекулярной адсорбции:**

$$\frac{a}{a_m}=\frac{cp/p_T}{(1-p/p_T)[1+(c-1)\,p/p_T]}, \qquad (3.26)$$

или с учетом (3.24) в линейной форме:

$$\frac{Ap/p_T}{G(1-p/p_T)}=\frac{1}{a_mc}+\frac{(c-1)\,p}{a_mcp_T}, \qquad (3.27)$$

где G — общее количество адсорбированного газа; $c=\exp\left(\frac{Q_a-E}{RT}\right)$.

Обрабатывая экспериментальные данные в координатах p/p_T и $\frac{Ap/p_T}{G(1-p/p_T)}$, можно определить две константы A и Q_a.

Уравнение (3.26) называют уравнением БЭТ (Брунауэра, Эммета и Тейлора). Оно описывает все три основных типа изотерм адсорбции. Изотерма (рис. 3.7, *а*) характерна для **мономолекулярной адсорбции.** Максимальное количество поглощенного газа $a=a_m$ соответствует образованию мономолекулярного слоя. Этот тип изотерм адсорбции наблюдается, когда теплота адсорбции газа Q_a на выбранном адсорбенте значительно больше теплоты конденсации газа E. Значения теплоты конденсации и адсорбции некоторых газов на углероде даны в табл. 3.5.

Таблица 3.5

	H_2O	Пары масел	H_2	CO	Ar	CH_4	N_2	O_2	He_3	He_4	Ne	Воздух	CO_2
E, ккал/моль	10,8	27	0,2	1,50	1,56	2,2	1,33	1,63	0,024	0,002	0,44	1,36	6,05
Q_a, ккал/моль	22	22,9	2,2	3,0	3,5	4,3	2,7—4,6	3,0—4,8	—	0,5	1,0	2,8—4,7	6,7—7,9

Изотерму (рис. 3.7, *б*) называют S-образной. Она наблюдается, когда $Q_a \approx E$ и соответствует **полимолекулярной адсорбции.**

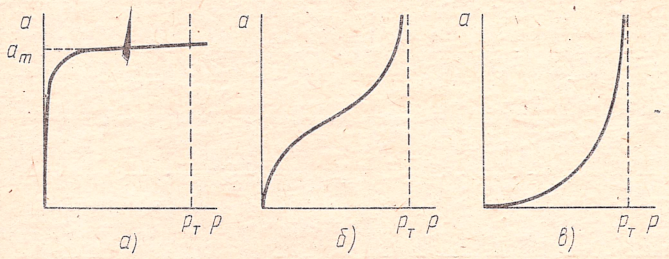


Рис. 3.7. Типы изотерм адсорбции:

а — мономолекулярная; *б*—*S*-образная, *в* — островковая

Для изотерм третьего типа (рис. 3.7, *в*) выполняется условие $E \gg Q_a$, т. е. конденсация более вероятна, чем адсорбция. При этом поглощение газа наблюдается на образовавшихся центрах адсорбции в виде островков, растущих по нормали к поверхности.

На рис. 3.8 приведена изотерма адсорбции паров масел при комнатной температуре, рассчитанная по формуле (3.26) при $p_т = 10^{-5}$ Па; $E = 47$ кДж/моль; $Q_a = 105$ кДж/моль. Из приведенной изотермы видно, что даже при давлении 10^{-14} Па $\left(\frac{p}{p_т} = 10^{-9}\right)$ на стенках вакуумной камеры может образоваться мономолекулярный слой масла.

Уравнение (3.26) при низких давлениях ($p \ll p_т$) сильно упрощается и может быть переписано в виде **уравнения Генри:**

$$a = K_т p, \qquad (3.28)$$

где a — удельное количество поглощенного газа, отнесенное к единице поверхности или объема адсорбента; $K_т$ — коэффициент пропорциональности, зависящий от температуры, рода газа, типа адсорбента и области давлений. Если количество поглощенного газа измеряется в условных единицах массы, то коэффициент $K_т$ является безразмерным.

В качестве активных адсорбентов в вакуумной технике для откачки, осушки и поглощения паров рабочих жидкостей масляных насосов широко применяются материалы с большой площадью

внутренней поверхности: активные угли, цеолиты, силикагели, алюмогели (табл. 3.6).

Активные угли — пористые углеродные адсорбенты, которые получают из торфа, каменного угля, опилок и других видов органического сырья путем термической обработки без доступа воздуха для удаления воды и смол с последующей активацией окислением при температуре около 900°С в присутствии H_2O или CO_2. Так как поверхность углерода электронейтральна, то адсорбция на углях в основном определяется дисперсионными силами взаимодействия. Активные угли имеют поры различных размеров. Площадь поверхности активных углей при насыпной плотности 0,5 г/см³ может достигать 2000 м²/г.

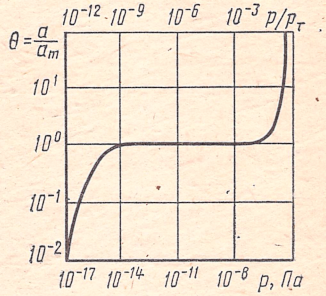


Рис. 3.8. Изотерма адсорбции паров масла

Цеолиты — это алюмосиликаты, содержащие в своем составе SiO_2, Al_2O_3, окислы щелочных и щелочноземельных металлов, а также молекулы кристаллической воды. После удаления кристаллической воды термообработкой при 400—500° С в цеолитах появляется регулярная структура пор размером от 3 до 9 Å для различных типов цеолитов. Поверхность цеолитов полярна и адсорбция во многом зависит от ориентационного эффекта взаимодействия. Цеолиты бывают природные и синтетические, получаемые кристаллизацией исходных компонентов из раствора при температуре 100° С. Величина активной поверхности цеолитов может достигать 1000 м²/г, при насыпной плотности 0,7 г/см³. На рис. 3.9 приведены изотермы адсорбции некоторых газов на цеолите CaE—T. Равновесное давление газа над адсорбентом измерялось через 2 ч после напуска очередной порции газа.

Таблица 3.6

Коэффициенты K_T некоторых типов адсорбентов при поглощении воздуха

Адсорбент	K_T	
	при 77 К	при 293 К
Активный уголь СКТ	$8 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^1$
Цеолит CaA	$4 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^3$
Цеолит NaX	$3 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^2$
Силикагель КСМ-6	10^6	—

Примечание. Коэффициенты K_T при 77 К определены в диапазоне давлений 10^0—10^{-4} Па, а при 293 К — для давлений 10^1—10^{-1} Па.

Силикагель — аморфная форма гидратированного кремнезема ($SiO_2 \cdot nH_2O$), получаемого при взаимодействии силикатов щелочных металлов и минеральных кислот. При высушивании гидрогеля

кремниевой кислоты образуется структурная сетка из сферических частиц, поверхность пор в которой может достигать 500 м^2/г при насыпной плотности 0,7 г/см^3. Размеры пор изменяются от 10 до 70 Å в зависимости от режимов обработки.

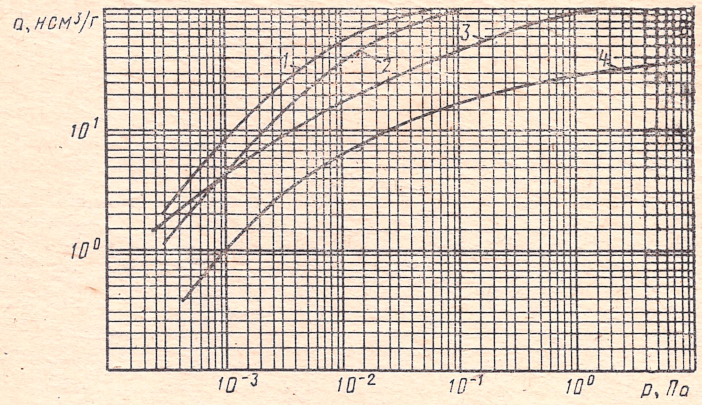


Рис. 3.9. Изотермы адсорбции различных газов на цеолите CaE—T при $T=77$ К:

1 — N_2; *2* — воздух; *3* — Ar; *4* — H_2

§ 3.7. Скорость сорбции

Дифференциальное уравнение сорбции на гладкой поверхности запишем, следуя допущениям, изложенным в § 3.5, и воспользовавшись уравнением (3.19):

$$\frac{da}{dt}=\frac{fp}{\sqrt{2\pi mkT}}(1-\Theta)-\frac{a_m}{\tau}\Theta.$$

С учетом того, что $a=a_m\Theta$, это уравнение можно преобразовать к виду

$$\frac{d\Theta}{dt}+A\Theta-B=0. \qquad (3.29)$$

Здесь $A=\frac{1}{\tau}+\frac{fp}{a_m\sqrt{2\pi mkT}}$; $B=\frac{fp}{a_m\sqrt{2\pi mkT}}$.

Решение уравнения (3.29) при начальных условиях $t=0$; $\Theta=\Theta_0$ имеет вид

$$\Theta=\frac{B}{A}(1-e^{-At})+\Theta_0e^{-At}. \qquad (3.30)$$

Его можно переписать следующим образом:

$$\Theta=\frac{bp}{1+bp}(1-e^{-At})+\Theta_0e^{-At}, \qquad (3.31)$$

где b определяется так же, как в выражении (3.20).

При $t \to \infty$ для равновесной степени покрытия $\Theta_\infty = bp/(1+bp)$.

Если принять за равновесное состояние $a = 0{,}99\, a_\infty$, то время достижения сорбционного равновесия при начальном условии $\Theta_0 = 0$:

$$t_р = 4{,}6/A = 4{,}6 \Big/ \left[\frac{fp}{a_m \sqrt{2\pi m k T}} + \frac{\exp[-Q_a/(RT)]}{\tau_0} \right]. \qquad (3.32)$$

При адсорбции азота на графите для $p = 1{,}33 \cdot 10^4$ Па; $T = 293$ К; $a_m = 9{,}6 \cdot 10^{18}$ м$^{-2}$; $f = 1$; $\tau_0 = 10^{-13}$ с получим $t_р = 3 \cdot 10^{-11}$ с, что говорит о том, что при высоких давлениях или температурах адсорбционное равновесие устанавливается практически мгновенно.

При низких давлениях или температурах адсорбционное равновесие устанавливается достаточно медленно. Так, для паров масла ($M = 422$ г/моль) при $p = 1{,}3 \cdot 10^{-9}$ Па; $T = 298$ К; $Q_a = 92$ кДж/моль; $a_m = 6{,}67 \cdot 10^{17}$ 1/м^2 получаем $t_р \approx 10^4$ с, т. е. величину, соизмеримую с временем эксперимента.

Скорость сорбции q найдем, дифференцируя по времени (3.31):

$$q = a_m d\Theta/dt = (B - \Theta_0 A)\, a_m e^{-At}. \qquad (3.33)$$

Если $B > \Theta_0 A$, то будет наблюдаться адсорбция, для $B < \Theta_0 A$ — десорбция.

Максимальная скорость сорбции соответствует $t = 0$:

$$q_{max} = (B - \Theta_0 A)\, a_m.$$

Вводя в (3.33) обозначения, принятые для B и A в (3.29), получим

$$q = \left(\frac{fp(1-\Theta_0)}{\sqrt{2\pi m k T}} - \frac{\Theta_0 a_m}{\tau} \right) e^{-\left(\frac{1}{\tau} + \frac{fp}{\sqrt{2\pi m k T}} \right) t}. \qquad (3.34)$$

Уравнение (3.34) справедливо для сорбции газов или паров при $\Theta_0 \leqslant 1$, т. е. в условиях малых степеней покрытия.

Если $\Theta_0 > 1$, то скорость сорбции можно найти из исходного уравнения:

$$q = \frac{fp}{\sqrt{2\pi m k T}} - \frac{a_m}{\tau_к}. \qquad (3.35)$$

Первое слагаемое в левой части равенства (3.35) представляет собой скорость конденсации газа на поверхности, покрытой мономолекулярным слоем. Второе слагаемое — скорость испарения с поверхности, покрытой монослоем. Время конденсации $\tau_к$ определяется теплотой конденсации.

Время, в течение которого скорость десорбции снижается при $\Theta \leqslant 1$ до заданного значения, можно получить из (3.33):

$$t_д = \frac{0{,}43}{A} \lg \frac{(B - \Theta_0 A)\, a_m}{q_д}, \qquad (3.36)$$

где $q_д$ — заданное значение минимального газовыделения.

Уравнение (3.36) можно преобразовать к виду $\lg q_д = A_1 - B_1 t$, удобному для обработки экспериментальных данных.

§ 3.8. Растворимость газов в твердых телах

Концентрация газов, растворенных в твердом теле, зависит от его температуры, давления и типа кристаллической решетки. В металлах, для которых между атомами кристаллической решетки характерна гомополярная металлическая связь между электроположительными атомами, зависимость растворимости от давления и температуры имеет следующий вид:

$$s = S_0 p^{1/n} \exp^{\pm Q_s/(nRT)}, \qquad (3.37)$$

где n — число атомов в молекуле газа; Q_s — энергия активации при растворении; s_0 — постоянный коэффициент.

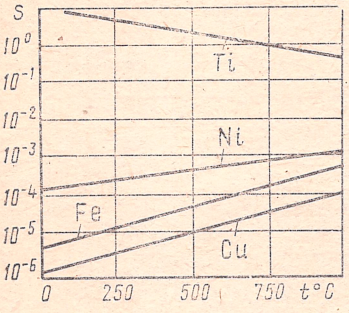


Рис. 3.10. Растворимость водорода в металлах при давлении 10^5 Па в зависимости от температуры

Знак плюс в формуле (3.37) характерен для газов, образующих с данным металлом химические соединения, а знак минус — для газов, образующих истинные растворы. Растворимость газов, образующих истинные растворы, с повышением температуры возрастает (H_2 в Cu, Fe и Ni), а образующих химические соединения — уменьшается (H_2 в Ti). Растворимость s, показанная на рисунке 3.10, рассчитывается как отношение числа атомов водорода к числу атомов металла. Отметим также, что растворимость водорода в Ti значительно больше, чем в других металлах.

Зависимость растворимости газов в металлах от давления представляет собой степенную функцию с показателем степени $1/n$. Это связано с тем, что газы растворяются в металлах в атомарном состоянии и перед растворением происходит диссоциация молекул на атомы.

Например, для кислорода $n=2$, а реакция диссоциации имеет вид

$$O_2 \rightleftarrows O + O$$

По закону действующих масс, константа равновесия такой реакции $K_c = p_O^2/p_{O_2}$, p_O и p_{O_2} — давления атомарного и молекулярного кислорода.

Очевидно, что

$$p_O = \sqrt{K_c p_{O_2}}. \qquad (3.38)$$

Растворимость газов в металлах пропорциональна давлению диссоциированного газа. Для двухатомных молекул это равносильно пропорциональности корню квадратному из давления газа над поверхностью металла.

В неметаллах, атомы кристаллической решетки которых связаны между собой ионной или ковалентной связью, растворение газов происходит в молекулярном состоянии. Образуются истинные растворы, и зависимость растворимости газов от температуры и давления имеет вид

$$s = S_0 p \exp[-Q_s/(RT)]. \qquad (3.39)$$

Значения постоянных s_0 и Q_s, характеризующих растворимость основных газов в металлах и неметаллах, и значения растворимости s приведены в табл. 3.7.

Таблица 3.7

Растворимость газов в твердых телах

Абсорбент	Диапазон температур, °С	S_0, $\frac{м^3 \cdot Па}{Па^{1/n} \cdot кг}$	$Q_s \cdot 10^{-3}$, кДж/кмоль
	Водород		
α-Fe	300—900	0,17	—55,7
γ-Fe	900—1400	0,20	—50,6
δ-Fe	1400—1540	3,25	—12,9
Ni	200—1400	0,10	—24,7
Нержавеющая сталь (18% Cr, 8% Ni)	400—600	0,06	—19,7
Cu	400—1000	0,18	—76,7
Mo	420—1095	0,03	—58,7
Al	25—690	Практически не растворяется	
Pt	400—1300	0,60	—145
Ag	400—900	0,02	—49,9
Pd	300—1200	0,15	—9,63
	Азот		
Cu, Ag	20—400	Не растворяется	
Mo	936—2400	1,92	—161
W	1200—2400	1,09	—312
	Кислород		
Fe	800—1000	0,20	—17,5
Cu	600—1050	0,14	—33,5

§ 3.9. Диффузия газов в твердых телах

Абсорбционный процесс растворения газов в твердых телах осуществляется за счет диффузии молекул газа в кристаллическую решетку или по границам зерен. Диффузионный поток пропорционален градиенту концентрации. Так как для стационарного газового потока через стенку толщиной $2h$ градиент концентрации $ds/dx = (s_1 - s_2)/(2h)$, то

$$q = -D\frac{ds}{dx} = -D\frac{s_1 - s_2}{2h}, \qquad (3.40)$$

где q — число молекул, проходящих в единицу времени через единицу площади поперечного сечения в направлении оси x; D — коэффициент диффузии; s_1 и s_2 — концентрация газа на границах стенки.

Коэффициент D сильно возрастает при повышении температуры:

$$D = D_0 e^{-Q_D/(nRT)}. \quad (3.41)$$

Здесь Q_D — энергия активации при диффузии; n — число атомов в молекуле газа для металлов, для неметаллов $n=1$; D_0 — коэффициент пропорциональности, не зависящий от температуры.

Значения D_0 и Q_D при диффузии газов в конструкционных материалах, приведенные в табл. 3.8, нужно рассматривать как приближенные в связи с тем, что на них влияют внутренние напряжения в материале. В тех случаях, когда диффузия происходит в основном по границам зерен и дефектам упаковки, необходимо дополнительно учитывать характер механической обработки, размеры и ориентацию кристаллов.

Таблица 3.8

Коэффициенты, характеризующие диффузию газов в металлах

Коэффициенты	Водород					Кислород		Азот	CO		C
	α-Fe	сталь Х18Н9Т	Ni	Cu	Mo	γ-Fe	Ni	Fe	α-Fe	Ni	Ni
$D_0 \cdot 10^7$, м²/с	1,15	1,1	2,04	11,0	0,73	$3{,}9 \times 10^{-5}$	$1{,}9 \times 10^{-2}$	110	130	5,4	120
Q_D, кДж/моль	14,7	49,4	72,9	153	174	83,8	679	28,5	163	197	272

Подставляя в (3.40) D из (3.41) и s из (3.37), получим выражение для газопроницаемости металлов

$$q = K_0 \frac{p_2^{1/n} - p_1^{1/n}}{2h} \exp\left(-\frac{Q_D \mp Q_s}{nRT}\right). \quad (3.42)$$

где $K_0 = D_0 S_0$ — константа проницаемости.

Если градиент концентрации изменяется во времени, то в единице объема твердого тела происходит изменение концентрации вещества, описываемое дифференциальным уравнением нестационарной диффузии:

$$\frac{ds}{dt} = D \frac{d^2 s}{dx^2}. \quad (3.43)$$

Рассмотрим процесс нестационарной диффузии газа, сопровождающийся поглощением или выделением газа с поверхности деталей, расположенных внутри вакуумной камеры. Ограничим наше рассмотрение случаем, когда массообмен происходит лишь в поверхностном слое, толщина которого значительно меньше общей толщины детали. При этом деталь можно рассматривать как полубесконечное тело. Длина детали должна быть существенно больше ее толщины, что позволяет считать задачу одномерной.

Предположим, что начальная концентрация газа в детали постоянна и равна s_0. Давление газа над поверхностью детали также будем считать постоянным, а равновесную концентрацию газа в детали, соответствующую этому давлению, обозначим через s_m. Независимость s_0 и s_m от времени соответствует граничным условиям первого рода.

На практике такая задача часто встречается, когда обезгаживание деталей происходит при постоянных температуре и давлении, а коэффициент диффузии достаточно мал $D<0{,}1\ h^2/t_{\max}$, где h — половина толщины детали, а $t_{\max}$ — максимальная длительность процесса массообмена.

Начальные и граничные условия для уравнения (3.43) при этом можно записать в следующем виде:

$$t=0;\ s(x,\ 0)=s_0;\ x=0;\ s(0,\ t)=s_m;$$

$$t=\infty;\ s(x,\ \infty)=s_m;\ x=\infty;\ \frac{\partial s(\infty, t)}{\partial x}=0.$$

Решение (3.43) при указанных граничных условиях можно представить в виде функции безразмерного времени $\tau=Dt/h^2$:

$$s\left(\frac{x}{h},\ \tau\right)=s_m+(s_0-s_m)\operatorname{erf}\left(\frac{x/h}{2\sqrt{\tau}}\right), \qquad (3.44)$$

где $\operatorname{erf}(u)=\frac{2}{\sqrt{\pi}}\int\limits_0^u e^{-u^2}dU$ — функция ошибок Гаусса.

Результаты расчетов по формуле (3.44) для различных отношений x/h при поглощении газа, когда $s_m>s_0$, показаны на рис. 3.11, *а*, а при выделении газа, когда $s_0<s_m$, — на рис. 3.11, *б*.

Так как удельный газовый поток через единицу поверхности, обращенную в вакуум,

$$q=-D\left.\frac{ds}{dx}\right|_{x=0}=-\frac{(s_0-s_m)D}{h}\frac{1}{\sqrt{\pi\tau}},$$

то удельное количество газа, участвующего в массообмене,

$$a=\int\limits_0^t q\,dt=-2(s_0-s_m)h\sqrt{\tau/\pi}.$$

При этом средняя концентрация газа в теле

$$s_{\text{ср}}=s_0-2(s_0-s_m)\sqrt{\tau/\pi},$$

а степень массообмена, т. е. отношение количества газа, участвующего в массообмене, к полному количеству газа, находящемуся в твердом теле до начала массообмена,

$$\sigma=\frac{|a|}{s_0h}=2\left(1-\frac{s_m}{s_0}\right)\sqrt{\tau/\pi}.$$

Степень массообмена определяет абсолютную степень обезгаженности или газонасыщенности тела и может являться расчетным

критерием для выбора типового технологического процесса обработки деталей в вакууме.

Критерием для выбора времени, необходимого для осуществления технологического процесса, связанного с выделением или поглощением газа, может служить эффективность массообмена

$$\vartheta = \frac{\sigma}{(s_0 - s_m)/s_0} = 2\sqrt{\tau/\pi},$$

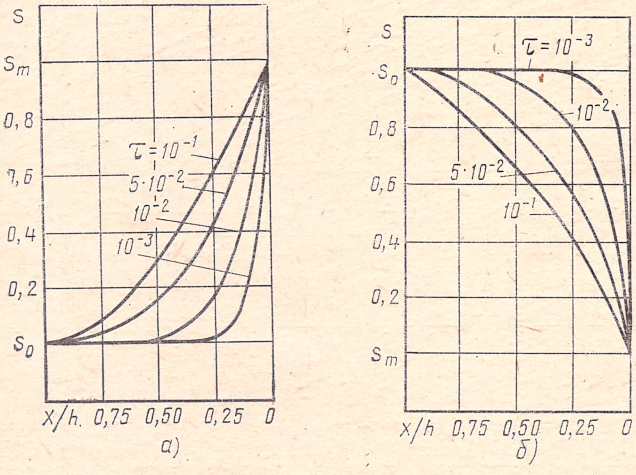


Рис. 3.11. Распределение концентрации в полубесконечном теле для различных значений безразмерного времени τ:
а — газопоглощение; *б* — газовыделение

которая представляет собой отношение достигнутой степени массообмена к максимально возможной при данных условиях.

На рис. 3.12 показаны графики зависимости удельного безразмерного потока *1* и эффективности массообмена *2* от безразмерного времени τ.

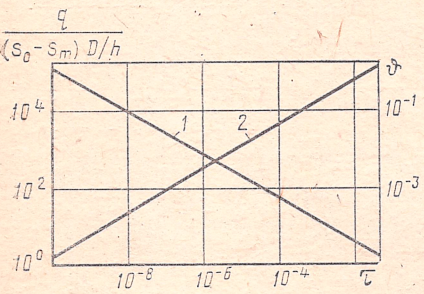


Рис. 3.12. Зависимость безразмерного потока (*1*) на границе газ — твердое тело и эффективности массообмена (*2*) от безразмерного времени

Пользоваться приведенными выше формулами можно для твердых тел любой формы при $\tau \leqslant 0{,}1$, откуда следует приведенное выше ограничение по величине коэффициента диффузии. При этом тело еще может считаться бесконечным в направлении оси x. Максимальная эффективность массообмена, которая может быть достигнута при условии $\tau \leqslant 0{,}1$, составляет 36%.

В тех случаях, когда требуется получить бо́льшие степени массообмена или $\tau > 0{,}1$, необхо-

димо учитывать форму деталей, из которых выделяется или поглощается газ. Для этого нужно искать решение задачи (3.43) при новых граничных условиях. Для деталей типовой формы: шар, пластина, цилиндр такие решения имеются в специальной литературе.

Рассмотренный случай газовыделения или газопоглощения относится к деталям, расположенным внутри вакуумной камеры. Для стенок вакуумной камеры кроме нестационарного газовыделения из объема материала будет наблюдаться газопроницаемость — дополнительный поток, являющийся следствием разности давлений газа в объемах, разделяемых перегородкой. Рассмотрим проницаемость газа через стенку вакуумной камеры, имеющей форму неограниченной пластины, при несимметричных граничных условиях. Будем считать, что концентрация газа в пластине и давление со стороны вакуума s_0 и p_0, а со стороны атмосферы — s_a и p_a. Начальная концентрация газа в пластине равна s_0. Для уравнения (3.43) в этом случае граничные условия запишем в виде

$$t=0;\ s(x,\ 0)=s_0;\ x=0;\ s(0,\ t)=s_0;$$

$$t=\infty;\ s(x,\ 0)=(s_a-s_0)\frac{x}{2h}+s_0;\ x=2h;\ s(2h,\ t)=s_a.$$

Решение задачи может быть записано в функции безразмерного времени τ:

$$s(x,\ t)=s_0+\frac{(s_a-s_0)\,x}{2h}+\frac{2(s_a-s_0)}{\pi}\sum_{k=1}^{\infty}\frac{(-1)^k}{k}\sin\frac{k\pi x}{2h}\exp\times$$

$$\times\left(-\frac{\pi^2k^2\tau}{4}\right). \qquad (3.45)$$

Тогда скорость газопроницаемости в момент времени τ:

$$q=-D\frac{\partial s\,(0,t)}{\partial x}=-\frac{D\,(s_a-s_0)}{2h}-$$

$$-\frac{2(s_a-s_0)\,D}{2h}\sum_{k=1}^{\infty}(-1)^k\exp\left[-\frac{\pi^2k^2\tau}{4}\right].$$

При больших τ скорость газопроницаемости принимает постоянное значение. С учетом (3.37) и (3.41)

$$q=-D\frac{s_a-s_0}{2h}=-D_0S_0\frac{p_a^{1/n}-p_0^{1/n}}{2h}e^{-Q_p/(nRT)}=$$

$$=K_0\frac{p_a^{1/n}-p_0^{1/n}}{2h}e^{-Q_p/(nRT)},$$

где $K_0=D_0S_0$; $Q_p=Q_D\mp Q_s$ — энергия активации для газопроницаемости. Это выражение совпадает с записанным ранее (3.42).

Таблица 3.9

Газопроницаемость вакуумных материалов

Материал	n	K_0, $\frac{\text{Па}\cdot\text{м}^3\cdot\text{м}}{\text{Па}^{1/n}\cdot\text{м}^2}$	$Q_p\cdot10^{-3}$, $\frac{\text{кДж}}{\text{кмоль}}$
Водород			
Fe	2	$1{,}4\cdot10^{-4}$	80,4
Ni	2	$3{,}0\cdot10^{-3}$	115
Pd	2	$1{,}2\cdot10^{-3}$	88,8
Cu	2	$2{,}0\cdot10^{-4}$	139
Pt	2	$1{,}0\cdot10^{-3}$	15,1
Al	2	$3{,}6\cdot10^{-2}$	360
Каучук	1	$5{,}1\cdot10^{-5}$	28,9
Кварц	1	$2{,}2\cdot10^{-10}$	36,0
Азот			
Fe	2	$3{,}8\cdot10^{-4}$	199
Каучук	1	$1{,}5\cdot10^{-5}$	27,2
Резина:			
7889	1	$3{,}0\cdot10^{-7}$	26,0
9024	1	$0{,}9\cdot10^{-3}$	51,5
ИРП-1015	1	$2{,}3\cdot10^{-4}$	49,9
ИРП-1368	1	$1{,}0\cdot10^{-8}$	8,80
ИРП-2043	1	$1{,}3\cdot10^{-5}$	42,3
Кислород			
Ag	2	$3{,}4\cdot10^{-3}$	189
Каучук	1	$1{,}0\cdot10^{-5}$	31,4
Окись углерода			
Fe	2	$1{,}1\cdot10^{-4}$	156
Гелий			
Пирекс	1	$2{,}3\cdot10^{-10}$	20,1
Каучук	1	$1{,}5\cdot10^{-6}$	27,2
Кварц	1	$3{,}2\cdot10^{-10}$	22,8

Общее количество газа, проникшего в вакуумную камеру за время t:

$$G=-\int_0^t D\frac{\partial s(0,t)}{\partial x}\,dt=-\frac{(s_a-s_0)\,\tau h}{2}+\frac{(s_a-s_0)\,h}{3}+$$

$$+\frac{4(s_a-s_0)\,h}{\pi^2}\sum_{k=1}^{\infty}\frac{(-1)^k}{k^2}\exp\left(-\frac{\pi^2k^2\tau}{4}\right). \qquad (3.46)$$

При больших τ

$$G = -\frac{1}{2}(s_a - s_0)\, h\,(\tau - 2/3),$$

или, переходя к обычным обозначениям,

$$G = -\frac{(s_a - s_0)\, D}{2h}\left[t - \frac{(2h)^2}{6D}\right]. \qquad (3.47)$$

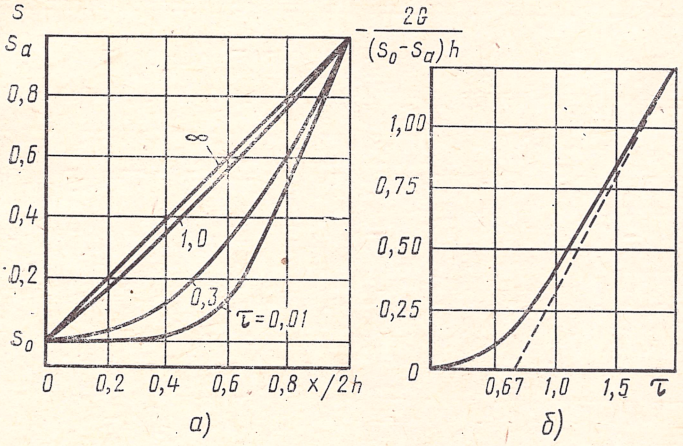


Рис. 3.13. Газопроницаемость стенки вакуумной камеры:

а — распределение концентрации; *б* — количество газа, выделившееся из стенки

Для количественной оценки процессов проникновения газа через стенку вакуумной камеры можно воспользоваться приведенными в табл. 3.9 значениями констант проницаемости K_0 и Q_p. Рис. 3.13, *а, б* иллюстрирует распределение концентрации s_a в зависимости от толщины стенки для разных значений τ, рассчитанное по формуле (3.45), и безразмерное количество газа, выделившееся из стенки, рассчитанное из (3.46).

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. В чем заключается различие между физической адсорбцией и хемосорбцией?
2. В связи с чем потенциальная кривая взаимодействия молекулы с твердым телом имеет минимум?
3. Какой из эффектов взаимодействия является основным для полярных молекул?
4. Какова связь между давлением насыщенного пара раствора и концентрацией растворенного в нем вещества?
5. Чем отличаются угловые распределения молекул, испаряющихся из точечного и плоского источника?
6. Какой из источников: плоский или точечный обеспечивает большую равномерность толщины покрытия?
7. Почему при хемосорбции происходит поглощение лишь одного мономолекулярного слоя?

8. Каково соотношение между теплотой адсорбции и теплотой конденсации при полимолекулярной и островковой физических адсорбциях?

9. Чем определяется время достижения адсорбционного равновесия на поверхности твердого тела?

10. Как зависит растворимость газов в твердых телах от температуры и давления?

Глава 4
ПОЛУЧЕНИЕ ВАКУУМА

§ 4.1. Общая характеристика вакуумных насосов

Рассмотрим **классификацию** вакуумных насосов по назначению. Они подразделяются на *высоковакуумные* и *низковакуумные*. А в зависимости от физических закономерностей, положенных в основу работы насосов, — на *механические, сорбционные* и *ионные*.

Среди механических насосов можно выделить *объемные* насосы и *молекулярные*, основанные на передаче количества движения молекулам газа от движущихся поверхностей.

Насосы объемного типа осуществляют откачку за счет периодического изменения объема рабочей камеры. Этот тип вакуумных насосов появился раньше других и получил широкое распространение в различных конструктивных вариантах: поршневом, жидкостно-кольцевом и ротационном.

Среди насосов с передачей количества движения молекулам газа различают: водоструйные, эжекторные, диффузионные и молекулярные. Их характеристики можно рассчитать на основании закономерностей внутреннего трения в газах.

Сорбционные явления в вакууме широко используются для откачки газов из вакуумных систем. На принципе хемосорбции основана работа *испарительных* насосов. Физическая адсорбция и конденсация используются для откачки газов криосорбционными насосами: *адсорбционными* и *конденсационными*.

Направленное движение предварительно заряженных молекул газа под действием электрического поля является основой работы *ионных* насосов. Принцип ионной откачки совместно с сорбционным используется в конструкциях *ионно-сорбционных* насосов.

Основными параметрами любого вакуумного насоса являются: *быстрота действия, предельное давление, наименьшее рабочее давление, наибольшее рабочее давление, наибольшее давление запуска и наибольшее выпускное давление*.

Рассмотрим схему простейшей вакуумной системы (рис. 4.1), состоящую из откачиваемого объекта *1*, манометрических преобразователей *2* и *3*, насоса *4* и соединительного трубопровода *5*. Течение газа из откачиваемого объекта в насос происходит за счет разности давлений $(p_1 - p_2)$, причем $p_1 > p_2$.

Быстроту откачки насоса S_i в произвольном сечении соединительного трубопровода можно определить как *объем газа,*

проходящий через это сечение в единицу времени:

$$S_i = dV_i/dt.$$

Быстротой откачки объекта или **эффективной быстротой откачки насоса** называется *объем газа, поступающий в единицу времени из откачиваемого объекта в трубопровод через сечение I при давлении* p_1:

$$S_{эф} = dV_1/dt. \qquad (4.1)$$

Быстрота действия насоса — *это объем газа, удаляемый насосом в единицу времени через входной патрубок (сечение II)* при давлении p_2:

$$S_н = dV_2/dt. \qquad (4.2)$$

Отношение эффективной быстроты откачки насоса к быстроте действия называется коэффициентом использования насоса:

$$K_и = S_{эф}/S_н. \qquad (4.3)$$

Производительностью насоса называется *поток газа, проходящий через его входное сечение.* Для стационарного потока выполняется условие сплошности:

$$Q = p_2 S_н = p_1 S_{эф} = p_i S_i. \qquad (4.4)$$

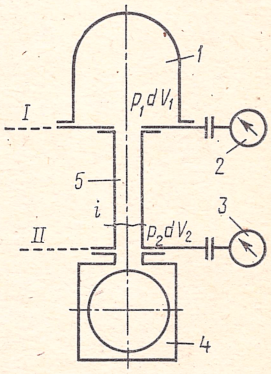


Рис. 4.1. Схема вакуумной системы

Установим связь между тремя основными характеристиками вакуумной системы: быстротой действия насоса $S_н$, эффективной быстротой откачки объекта $S_{эф}$ и проводимостью вакуумной системы между насосом и откачиваемым объектом U. Согласно (4.4) и (2.19) можно записать:

$$S_н = Q/p_2 = U(p_1 - p_2)/p_2; \qquad (4.5)$$

$$S_{эф} = Q/p_1 = U(p_1 - p_2)/p_1.$$

Если переписать (4.5) в виде

$$\frac{1}{S_н} = \frac{p_2}{(p_1 - p_2)U}; \quad \frac{1}{S_{эф}} = \frac{p_1}{(p_1 - p_2)U},$$

то после вычитания первого выражения из второго получим

$$1/S_{эф} - 1/S_н = 1/U. \qquad (4.6)$$

Уравнение (4.6) называют *основным уравнением вакуумной техники.* Оно может быть также переписано в виде

$$S_{эф} = S_н U/(S_н + U). \qquad (4.7)$$

При условии $S_н = U$ из (4.7) получим, что $S_{эф} = 0{,}5S_н$. Если $U \to \infty$, то $S_{эф} \to S_н$; при $U \to 0$ следует, что $S_{эф} \to 0$.

Вводя в основное уравнение коэффициент использования насоса $K_и$, согласно (4.3) получим два полезных соотношения:

$$K_и = U/(S_н + U); \tag{4.8}$$

$$U = S_н K_и/(1 - K_и). \tag{4.9}$$

Графическая интерпретация уравнения (4.8) приведена на рис. 4.2. Максимальное значение коэффициента использования насоса равно единице.

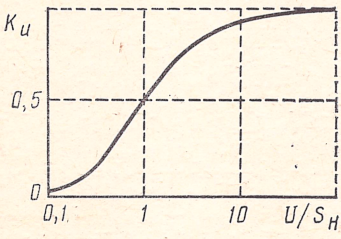


Рис. 4.2. Зависимость коэффициента использования насоса от отношения проводимости к быстроте действия насоса

Рис. 4.3. Диапазоны рабочих давлений вакуумных насосов

Предельное давление насоса $p_{пр}$ — *это минимальное давление, которое может обеспечить насос, работая без откачиваемого объекта.* Быстрота действия насоса при приближении к предельному давлению стремится к нулю. Предельное давление большинства вакуумных насосов определяется газовыделением материалов, из которых изготовлен насос, перетеканием газов через зазоры и другими явлениями, возникающими в процессе откачки.

Наименьшее рабочее давление вакуумного насоса $p_м$ — *это минимальное давление, при котором насос длительное время сохраняет номинальную быстроту действия.* Наименьшее рабочее давление примерно на порядок выше предельного давления. Использование насоса для работы при давлениях между предельным и наименьшим рабочим экономически не оправдано из-за ухудшения его удельных характеристик.

Наибольшее рабочее давление вакуумного насоса $p_б$ — *это максимальное давление, при котором насос длительное время сохраняет номинальную быстроту действия.* В рабочем диапазоне от наименьшего до наибольшего рабочего давления обеспечивается эффективное применение насоса для откачки вакуумных установок. Рабочие диапазоны давлений вакуумных насосов в основном определяются их принципом действия и приближенно показаны на рис. 4.3 (пунктир соответствует лабораторным образцам насосов).

Давление запуска вакуумного насоса $p_з$ — *это максимальное давление во входном сечении насоса, при котором он может начать работу.* Давление запуска обычно заметно превышает наибольшее рабочее давление. Для некоторых типов насосов, например магниторазрядных, это различие может достигать 2—3 порядков.

Наибольшее выпускное давление $p_в$ — *максимальное давление в выходном сечении насоса, при котором он может осуществлять откачку.* Этот параметр не используется для некоторых типов сорбционных насосов, поглощающих газ в объеме насоса.

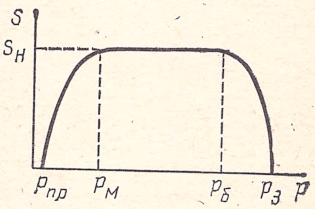


Рис. 4.4. Основная характеристика вакуумного насоса — зависимость быстроты действия от давления на входе в насос

Параметры вакуумных насосов показаны на основной характеристике вакуумного насоса — зависимости быстроты действия от его входного давления (рис. 4.4).

Экспериментальное определение основной характеристики вакуумного насоса может осуществляться двумя методами: стационарным методом постоянного давления и квазистационарным методом постоянного объема.

Метод постоянного давления имеет две разновидности, отличающиеся способом измерения величины потока газа, подаваемого в насос. На рис. 4.5, *а* для измерения величины потока газа, поступающего в насос, используется масляная бюретка *5*. Если бюретка работает при атмосферном давлении, как это показано на рисунке, то перепадом давлений внутри и снаружи бюретки при изменении в ней уровня масла можно пренебречь. Тогда поток газа, который поступает к испытуемому насосу *1* через натекатель *3*,

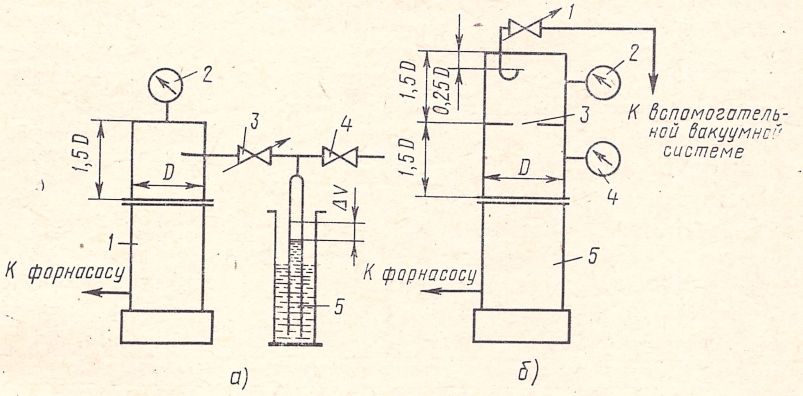


Рис. 4.5. Схемы измерения быстроты действия вакуумных насосов методом постоянного давления:

а — способ масляной бюретки; *б* — способ двух манометров

определяется только объемной скоростью подъема масла в бюретке и величиной атмосферного давления:

$$Q = p_{атм} \Delta V / t,$$

где $p_{атм}$ — атмосферное давление; ΔV — объем газа, откачиваемый из бюретки за время t.

Манометр *2* измеряет давление газа p в измерительном колпаке, установленном на входе в насос. Рекомендуемые размеры колпака показаны на рисунке. Быстрота действия насоса в месте подключения манометра определяется из условия стационарности потока

$$S_н = Q/p = p_{атм} \Delta V/(pt).$$

Кран *4* необходим для опускания масла в бюретке и повторения экспериментов. Регулируя натекателем величину потока газа, поступающего в насос, можно получить у входа в насос различные давления, что дает возможность построить основную характеристику насоса. Для обеспечения необходимого выпускного давления выхлопной патрубок испытуемого насоса соединяется с форвакуумным насосом.

Измерение потока газа с помощью двух манометров представлено в схеме (рис. 4.5, *б*). Поток газа, откачиваемый насосом *5*, измеряется по перепаду давления на диафрагме *3* известной проводимости U. Диафрагма установлена в измерительном колпаке, рекомендуемые размеры которого показаны на рисунке. Давления p_1 и p_2 измеряются соответственно манометрами *2* и *4*. Регулировка давления p_2, а следовательно, и p_1 может осуществляться за счет вспомогательной вакуумной системы и натекателя *1*. Быстрота действия насоса определится как

$$S_н = Q/p_1 = U(p_2 - p_1)/p_1.$$

С помощью этой схемы также можно получить основную характеристику насоса $S_н = f(p_1)$.

Метод постоянного давления используется обычно для насосов с большой быстротой действия. При высоких давлениях у входа в насос применяется схема 4.5, *а*, а при низких — схема 4.5, *б*, так как способ двух манометров обеспечивает возможность измерения меньших по абсолютной величине потоков, чем способ масляной бюретки.

Метод постоянного объема является квазистационарным, так как вакуумная система в процессе определения быстроты откачки работает в неустановившемся режиме, т. е. производительность насоса есть функция времени откачки. Экспериментальная установка для осуществления этого метода (рис. 4.6) достаточно проста и состоит из вакуумного насоса *1*, непосредственно подключенного к откачиваемому объекту *3*, снабженному манометром *2*.

Расчет быстроты действия насоса производится по кривой откачки $p = f(t)$ (рис. 4.7, *а*), которая экспериментально определяется для известной величины геометрического объема V вакуумной

камеры, присоединенной к насосу. Для расчета можно воспользоваться условием изотермичности процесса откачки $pV=\text{const}$.

Дифференцируя это условие, получим $pdV=-Vdp$, откуда

$$S_н=\frac{dV}{dt}=-\frac{Vdp}{pdt}.$$

Разделяя переменные и интегрируя, будем иметь

$$S_н=2{,}3V(\lg p_1-\lg p_2)/(t_2-t_1). \qquad (4.10)$$

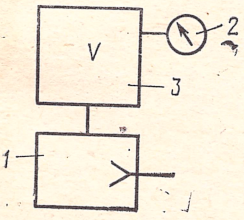


Рис. 4.6. Схема измерения быстроты действия методом постоянного объема

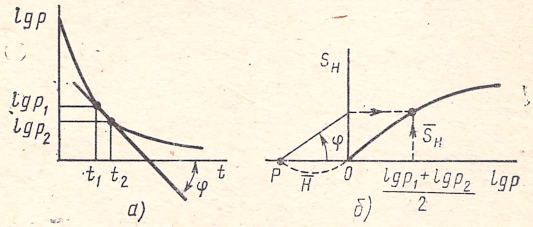


Рис. 4.7. Графо-аналитическое определение быстроты действия насоса:

а — кривая откачки; *б* — зависимость быстроты действия насоса от давления

Следовательно,

$$S_н=2{,}3V\operatorname{tg}\varphi, \qquad (4.11)$$

где φ — угол между касательной к кривой откачки и отрицательным направлением оси времени t, показанный на рис. 4.7, *а*.

Быстроту действия насоса при различных давлениях можно получить как непосредственным расчетом по формуле (4.10), так и графическим дифференцированием. Для графического дифференцирования отложим полюс P на расстоянии $\overline{H}$ от начала координат (рис. 4.7, *б*) и проведем из него под углом φ луч до пересечения с осью $S_н$. Отрезок $\overline{S}_н$, отсекаемый лучом, и будет масштабным изображением быстроты действия $S_н$ для среднего значения логарифма давления $(\lg p_1+\lg p_2)/2$, а именно,

$$S_н=K_s\overline{S}_н, \qquad (4.12)$$

K_s — масштаб быстроты действия.

Согласно построению $\overline{S}_н=\overline{\operatorname{tg}\varphi}\,\overline{H}$, откуда

$$\overline{S}_н=\frac{\overline{\Delta\lg p}}{\Delta t}\overline{H}=\frac{K_t\Delta\lg p}{K_{\lg p}\Delta t}\overline{H}=\operatorname{tg}\varphi\frac{K_t\overline{H}}{K_{\lg p}}. \qquad (4.13)$$

Здесь K_t и $K_{\lg p}$ — масштабы времени и логарифма давления.

Сравнивая (4.11), (4.12) и (4.13), получим выражение для масштаба быстроты действия

$$K_{S_н}=\frac{S_н}{\overline{S}_н}=\frac{2{,}3VK_{\lg p}}{K_t\overline{H}},$$

в котором строится основная характеристика насоса на рис. 4.7, *б* в результате графического дифференцирования.

§ 4.2. Объемная откачка

В процессе **объемной откачки** выполняются следующие основные операции: 1) *всасывание газа за счет расширения рабочей камеры насоса*; 2) *уменьшение объема рабочей камеры и сжатие находящегося в ней газа*; 3) *удаление сжатого газа из рабочей камеры в атмосферу или насос предварительного разрежения.*

Диаграмма работы насосов объемного действия — зависимость объема $V_к$ и давления $p_к$ в камере насоса от времени показана на рис. 4.8. В течение времени t_1 осуществляется всасывание газа (область *I*), в промежутке от t_1 до t_3 — сжатие газа (область *II*) и выхлоп (область *III*) — от t_3 до t_4, а затем цикл повторяется вновь. Кривые *1* и *3* представляют собой соответственно зависимости объема и давления в рабочей камере от времени. Кривая *2* соответствует изменению давления в режиме работы с напуском балластного газа в момент времени t_2.

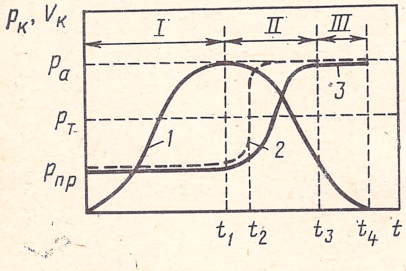


Рис. 4.8. Диаграмма работы насосов объемного действия

Балластный газ напускается при откачке паров воды или органических растворителей, давление насыщенных паров которых $p_т$ при рабочей температуре в насосе находится в промежутке от предельного давления $p_{пр}$ до максимального выпускного давления $p_а$. Напуск балластного газа снижает степень сжатия и предотвращает конденсацию откачиваемых паров в объеме насоса.

Геометрическая быстрота объемной откачки равна произведению объема рабочей камеры насоса на частоту циклов откачки n:

$$S_г = V_к n.$$

Сопротивление входного патрубка уменьшает быстроту откачки. Согласно основному уравнению вакуумной техники (4.7) максимальная быстрота действия насоса

$$S_{max} = S_г U/(S_г + U), \qquad (4.14)$$

где U — проводимость входного патрубка насоса.

Реальная быстрота откачки окажется еще меньше из-за обратного потока газа в насосе. Обратный поток появляется вследствие перетечек газа и наличия вредного пространства в насосе, а в высоком вакууме возможна также диффузия паров рабочей жидкости из насоса в откачиваемый объект.

Производительность откачки при молекулярном режиме течения газа равна разности прямого и обратного потоков:

$$Q = Q_{\text{п}} - Q_{\text{об}}, \tag{4.15}$$

где $Q = S_{\text{н}} p$; $Q_{\text{п}} = S_{\max} p$.

При $p = p_{\text{пр}}$ производительность откачки $Q = 0$, что позволяет в этом случае согласно (4.15) записать:

$$Q_{\text{об}} = Q_{\text{п}} = S_{\max} p_{\text{пр}}.$$

Подставляя это выражение в (4.15), получим

$$S_{\text{н}} = S_{\max} (1 - p_{\text{пр}}/p). \tag{4.16}$$

С учетом (4.14) это выражение можно записать в следующем виде:

$$S_{\text{н}} = \frac{S_{\text{г}} U}{S_{\text{г}} + U} \left(1 - \frac{p_{\text{пр}}}{p}\right) = K_{\lambda} S_{\text{г}},$$

где $K_{\lambda} = U(1 - p_{\text{пр}}/p)/(S_{\text{г}} + U)$ — коэффициент подачи.

Реальная быстрота действия оказывается в K_{λ} раз меньше, чем геометрическая быстрота откачки. Для увеличения быстроты откачки необходимо увеличивать объем рабочей камеры $V_{\text{к}}$ и проводимость входного патрубка U. Частота циклов n имеет оптимальное значение, при превышении которого возможен перегрев насоса или незаполнение рабочей камеры откачиваемым газом.

Для определения предельного давления запишем уравнение материального баланса:

$$G_0 + G_{\text{в}} = G_1,$$

где G_0 — количество газа в откачиваемом объекте до начала цикла откачки; $G_{\text{в}}$ — количество газа, поступающее в откачиваемый объем в процессе откачки; G_1 — количество газа в объекте и насосе после выполнения одного цикла откачки. Это уравнение можно переписать в виде

$$p_0 V_{\text{р}} + \alpha_1 V_{\text{в}} p_{\text{вых}} = p_1 (V_{\text{р}} + V_{\text{к}}), \tag{4.17}$$

где $V_{\text{р}}$ — объем откачиваемого объекта; $V_{\text{к}}$ — объем рабочей камеры насоса; $V_{\text{в}}$ — объем вредного пространства; $p_{\text{вых}}$ — давление выхлопа; α_1 — коэффициент, учитывающий газовыделение насоса и степень прорыва газа; p_0 — начальное давление в откачиваемом объекте; p_1 — конечное давление в откачиваемом объекте.

Решим уравнение (4.17) относительно давления p_1:

$$p_1 = p_0 \frac{V_{\text{р}}}{V_{\text{р}} + V_{\text{к}}} + \alpha_1 \frac{V_{\text{в}}}{V_{\text{р}}} p_{\text{вых}} \frac{V_{\text{р}}}{V_{\text{р}} + V_{\text{к}}}.$$

Если осуществить еще один цикл откачки, то получим

$$p_2 = p_1 \frac{V_{\text{р}}}{V_{\text{р}} + V_{\text{к}}} + \alpha_1 \frac{V_{\text{в}}}{V_{\text{р}}} p_{\text{вых}} \frac{V_{\text{р}}}{V_{\text{р}} + V_{\text{к}}} = p_0 \left(\frac{V_{\text{р}}}{V_{\text{р}} + V_{\text{к}}}\right)^2 +$$
$$+ \alpha_1 \frac{V_{\text{в}}}{V_{\text{р}}} p_{\text{вых}} \left[\frac{V_{\text{р}}}{V_{\text{р}} + V_{\text{к}}} + \left(\frac{V_{\text{р}}}{V_{\text{р}} + V_{\text{к}}}\right)^2\right].$$

После n циклов откачки можно получить следующее выражение:

$$p_n = p_0 \frac{1}{[1+(V_к/V_р)]^n} + \sum_{m=1}^{n} \alpha_1 \frac{V_в}{V_р} p_{вых} \frac{1}{[1+(V_к/V_р)]^m}. \quad (4.18)$$

Здесь первое слагаемое при $n \to \infty$ стремится к нулю, второе слагаемое может быть подсчитано по формуле для суммы бесконечно убывающей геометрической прогрессии:

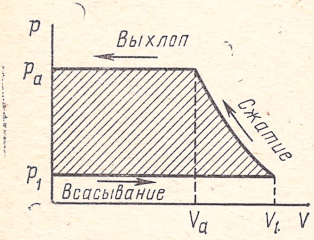


Рис. 4.9. pV-диаграмма

$$\sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{[1+(V_к/V_р)]^m} = \frac{V_р}{V_к}.$$

Тогда (4.18) можно представить в более простом виде

$$p_\infty = \alpha_1 \frac{V_в}{V_к} p_{вых}.$$

Из этого выражения видно, что предельное давление определяется отношением объема вредного пространства к объему рабочей камеры насоса, давлением выхлопа и коэффициентом α_1, учитывающим степень прорыва газов из камеры сжатия в камеру всасывания и газовыделение насоса. А так как газовыделение насоса состоит из газовыделения основных деталей, выделения газов, растворенных в рабочей жидкости, упругости паров рабочей жидкости, натеканий через соединения в корпусе насоса, то предельное давление объемной откачки можно улучшить, применяя ловушки для предотвращения проникновения паров рабочей жидкости насоса в откачиваемый объем или последовательно соединяя две ступени откачки для уменьшения выхлопного давления.

Потребляемая вращательным насосом мощность W расходуется на сжатие откачиваемого газа до выхлопного давления (полезная мощность $W_п$) и на преодоление сил трения (мощность потерь $W_{тр}$): $W = W_п + W_{тр}$. Диаграмма работы насоса в координатах p, V, представленная на рис. 4.9, определяет работу единичного цикла сжатия. Как известно из термодинамики, в случае политропического процесса работа сжатия

$$A' = p_1 V_1 \frac{1}{m-1}\left[\left(\frac{p_a}{p_1}\right)^{\frac{m-1}{m}} - 1\right]. \quad (4.19)$$

Здесь V_1 — наибольший объем рабочей камеры насоса; m — показатель политропы; p_1 и p_a — давления всасывания и выхлопа.

Работа одного цикла сжатия (заштрихованная область на рисунке):

$$A = A' + p_a V_a - p_1 V_1, \quad (4.20)$$

где V_a — объем рабочей камеры насоса в момент достижения вы-

хлопного давления p_a. Так как для политропического процесса справедливо соотношение $p_a V_a^m = p_1 V_1^m$, то

$$p_a V_a - p_1 V_1 = p_1 V_1 \left[\left(\frac{p_a}{p_1} \right)^{\frac{m-1}{m}} - 1 \right]. \quad (4.21)$$

Подставляя выражения (4.19) и (4.21) в (4.20), получим

$$A = p_1 V_1 \frac{m}{m-1} \left[\left(\frac{p_a}{p_1} \right)^{\frac{m-1}{m}} - 1 \right]. \quad (4.22)$$

Поскольку полезная мощность, потребляемая насосом,

$$W_п = A/t_ц = nA,$$

где $t_ц = 1/n$ — время цикла, то, воспользовавшись выражением для A, будем иметь

$$W_п = nV_1 p_1 \frac{m}{m-1} \left[\left(\frac{p_a}{p_1} \right)^{\frac{m-1}{m}} - 1 \right].$$

Так как $S_г = V_1 n$, можно записать

$$W_п = S_г p_1 \frac{m}{m-1} \left[\left(\frac{p_a}{p_1} \right)^{\frac{m-1}{m}} - 1 \right]. \quad (4.23)$$

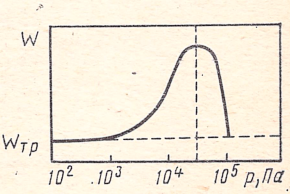


Рис. 4.10. Зависимость потребляемой мощности от давления

Продифференцируем (4.23) по p_1 и приравняем нулю полученное выражение:

$$\frac{\partial W_п}{\partial p_1} = S_г \frac{m}{m-1} \left(p_a^{\frac{m-1}{m}} \frac{1}{m} p_1^{\frac{1-m}{m}} - 1 \right) = 0. \quad (4.24)$$

Из анализа (4.23) и (4.24) следует, что $W_п = 0$ при $p_1 = 0$ и $p_1 = p_a$, а максимальная потребляемая мощность наблюдается при

$$p_1 = p_a / m^{\frac{m}{m-1}}.$$

График зависимости потребляемой мощности при различных давлениях показан на рис. 4.10. Для $m = 1, 2$; $p_a = 10^5$ Па максимум потребляемой мощности соответствует $3{,}3 \cdot 10^4$ Па. Для низких давлений (менее 10^3 Па) вся потребляемая мощность является мощностью потерь на трение $W_{тр}$. При высоких давлениях ($\sim 10^5$ Па) потребляемая мощность снижается, так как откачка требует незначительного сжатия газа.

Объемные вакуумные насосы в зависимости от конструктивного оформления делятся на *поршневые, жидкостно-кольцевые* и *ротационные.*

В поршневых вакуумных насосах откачка осуществляется за счет периодического изменения объема цилиндра. Цилиндры могут быть простого и двойного действия с водяным или воздушным охлаждением. Скорость движения поршня обычно не превышает 1 м/с. Обычные поршневые насосы с самодействующи-

ми клапанами имеют предельное давление $4 \cdot 10^3$—$1 \cdot 10^4$ Па. Насосы с золотниковым распределением имеют более низкое предельное давление: $3 \cdot 10^2$ Па для одноступенчатых и 10^1 Па для двухступенчатых конструкций. Улучшение предельного давления достигается перепуском газа из мертвого пространства в конце хода поршня во вторую полость цилиндра, в которой заканчивается процесс всасывания. Быстрота действия современных поршневых насосов составляет 10—4000 л/с. Насосы обычно начинают работать от атмосферного давления.

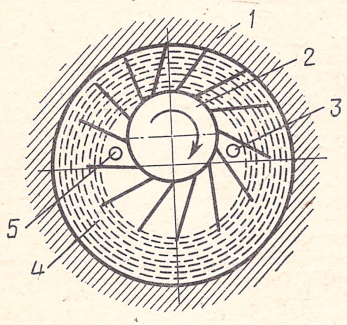


Рис. 4.11. Схема жидкостно-кольцевого насоса

Недостатком поршневых насосов является неравномерность процесса откачки, неполная уравновешенность, большие потери на трение [~200 Вт/(л/с)] и большая удельная масса [10—20 кг/(л/с)].

Жидкостно-кольцевые насосы или насосы с жидкостным поршнем (рис. 4.11) имеют в цилиндрическом корпусе *1* эксцентрично расположенное рабочее колесо *2* с неподвижно закрепленными лопатками. Находящаяся внутри корпуса жидкость во время вращения под действием центробежных сил прижимается к стенкам корпуса и образует жидкостное кольцо *4*. Между жидкостным кольцом и лопатками насоса образуются отдельные ячейки неодинакового размера. В начале их объем увеличивается, и газ через всасывающее отверстие *3* в торцевой крышке поступает в насос. Затем объем ячеек уменьшается, и сжатый газ через выхлопное отверстие *5* удаляется из насоса.

В качестве рабочей жидкости для откачки смеси воздуха с водяным паром используется вода, для откачки хлора — концентрированная серная кислота и т. д. По конструкции и условиям эксплуатации эти насосы проще поршневых, так как не имеют клапанов и распределительных устройств.

Предельное давление таких насосов определяется давлением насыщенных паров рабочей жидкости. Водокольцевые насосы имеют предельное давление 2—$3 \cdot 10^3$ Па. Насосы могут работать от атмосферного давления. В компрессорном режиме обеспечивают давление до $2 \cdot 10^5$ Па. Быстрота действия лежит в пределах от 25 до 500 л/с.

Недостатком насоса является довольно большой удельный расход мощности [~200 Вт/(л/с)] из-за необходимости перемещения жидкости, находящейся в насосе. Удельная масса насосов около 10 кг/(л/с).

Ротационные пластинчатые насосы (рис. 4.12, *а, б*) содержат цилиндрический корпус *7* с впускным *4* и выхлопным *3* патрубками и эксцентрично расположенный ротор *6*, в пазах которого установлены пластины *5*. Под действием центробежной

силы пластины прижимаются к корпусу, обеспечивая изменение объема рабочей камеры насоса. Насосы с малой быстротой действия (~1 л/с) изготовляются по схеме рис. 4.12, *а* и работают в масляной ванне, обеспечивающей герметизацию соединений насо-

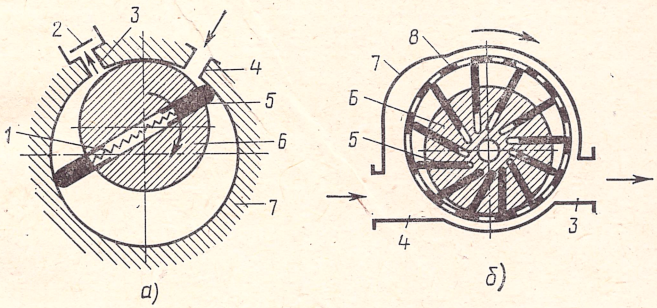


Рис. 4.12. Схемы пластинчато-роторных насосов:

а — пластинчато-роторный насос; *б* — многопластинчатый роторный насос

са и снижение потерь на трение. Для предотвращения заполнения маслом рабочей камеры служит клапан *2*. Начальное прижатие пластин к поверхности статора осуществляется пружиной *1*.

Насосы с быстротой откачки до 10^3 л/с выполняются по схеме рис. 4.12, *б* с большим числом пластин. В этих насосах нет масляной ванны, а для уменьшения потерь на трение используются беговые кольца *8*, которые приводятся во вращение пластинами. Отверстия в беговых кольцах обеспечивают прохождение откачиваемого газа. В некоторых конструкциях, имеющих пластины из антифрикционных материалов, можно обойтись без беговых колец.

Предельное давление таких насосов определяется кроме газовыделения материалов насоса объемом вредного пространства и давлением насыщенных паров масла.

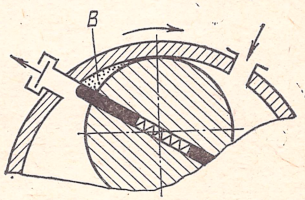


Рис. 4.13. Вредное пространство пластинчатого роторного насоса

Вредное пространство насоса обозначено на рис. 4.13 буквой *B*. В пластинчато-роторных насосах (см. рис. 4.12, *а*) объем вредного пространства частично заполняется рабочей жидкостью. В насосах, выполненных по схеме рис. 4.12, *б*, в корпусе насоса из объема вредного пространства делается перепускной канал в одну из рабочих камер, не соединяющихся с откачиваемым объектом.

При откачке от атмосферного давления без учета давления насыщенных паров рабочей жидкости предельные давления насосов составляют: 1 Па — для схемы рис. 4.12, *а* и $2 \cdot 10^3$ Па — для схемы рис. 4.12, *б*.

Для уменьшения влияния объема вредного пространства на предельное давление пластинчато-роторных насосов их часто делают двухступенчатыми. В этом случае предельное давление снижается до 10^{-3} Па.

Удельная масса таких насосов от 10 до 30 кг/(л/с), удельный расход мощности от 0,1 до 0,3 кВт/(л/с), причем меньшие значения имеют многопластинчатые роторные насосы.

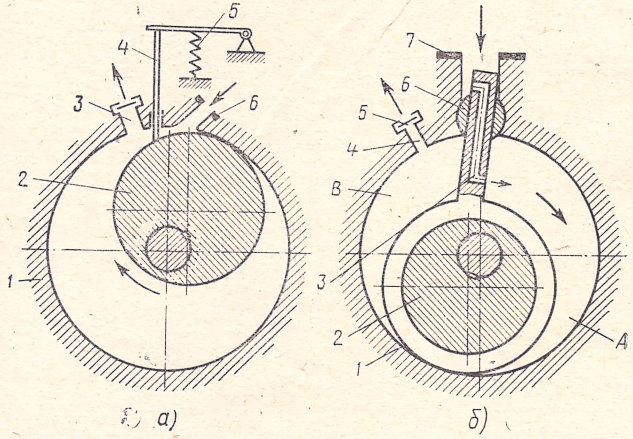


Рис. 4.14. Ротационные насосы с катящимся ротором:
а — пластинчато-статорный; *б* — золотниковый

Ротационные насосы с катящимся ротором бывают в основном двух видов: *пластинчато-статорный* насос (рис. 4.14, *а*) и *золотниковый* насос (рис. 4.14, *б*).

Пластинчато-статорный насос составляют следующие основные элементы: корпус *1*, эксцентричный ротор *2*, выпускной патрубок *3*, пластина *4*, пружина *5*, входной патрубок *6*. Рабочее пространство насоса образуется между эксцентрично установленным ротором и корпусом насоса. При вращении по часовой стрелке за первый оборот ротора газ всасывается из откачиваемого объекта, а за второй оборот производится сжатие и выхлоп газа. Пластина под воздействием пружины герметично разделяет области всасывания и сжатия откачиваемого газа.

Золотниковый насос состоит из корпуса *1*, эксцентрично установленного ротора *2*, золотника *3*, выпускного патрубка *4*, обратного клапана *5*, шарнира *6* и входного патрубка *7*. Газ из откачиваемого объекта через входной патрубок и отверстия в золотнике поступает в камеру всасывания *А*, увеличивающуюся при вращении ротора по часовой стрелке. В это же время объем камеры *В* уменьшается и находящийся в ней газ сжимается и выталкивается через выхлопной патрубок.

Пластинчато-статорный и золотниковый насосы работают в масляной ванне, так же как и пластинчато-роторный насос. Харак-

теристики этих насосов примерно одинаковы, но золотниковые насосы изготовляются на большие быстроты откачки — до 100 л/с.

Зависимости их быстроты действия от давления показаны на рис. 4.15 и могут быть описаны формулой (4.16) при различных предельных давлениях. Кривая *1* соответствует работе одноступенчатого насоса, кривая *2* — двухступенчатого без ловушки, а кривая *3* — двухступенчатого с ловушкой.

Давление запуска и выпускное давление насосов обычно равны атмосферному, но при герметичной перекачке газов они могут

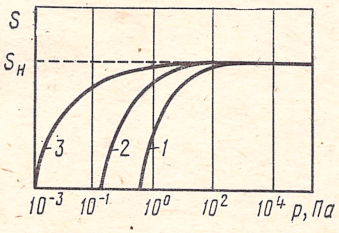


Рис. 4.15. Зависимости быстроты действия от входного давления для ротационных масляных насосов

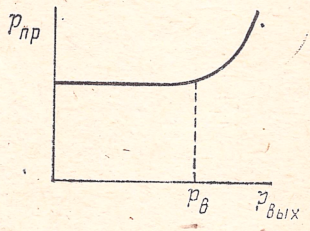


Рис. 4.16. Зависимость предельного давления от выпускного

изменяться в широких пределах. Зависимость предельного от выпускного давления показана на рис. 4.16. Наибольшее выпускное давление $p_в \approx 2 \cdot 10^5$ Па. При выпускных давлениях, больших $p_в$, нарушается герметичность масляного уплотнения в зазорах насоса и наблюдается резкое ухудшение предельного давления. При выпускном давлении, меньшем $p_в$, предельное давление практически не зависит от выхлопного давления.

В качестве рабочей жидкости насосов обычно применяются вакуумные масла, полученные из обычных смазочных материалов отгонкой самых легких и самых тяжелых фракций. Характеристики вакуумных масел, отечественного производства приведены в табл. П.1. Температура вспышки масел должна быть не ниже 200° С, что характеризует отсутствие в масле легкоокисляющихся фракций.

Полусухое трение, существующее в насосах, сопровождается разогревом отдельных соприкасающихся микронеровностей вплоть до температуры плавления металла. В таких условиях наблюдается крекинг масла с образованием легких углеводородов, ухудшающих предельное давление насоса.

Характеристики выпускаемых промышленностью ротационных вакуумных насосов различных типов приведены в табл. П.2 и на рис. П.1.

Для работы с большой быстротой действия при малых степенях сжатия удобны **ротационные вакуумные насосы с обкатываемыми профилями.** Профили роторов в этих насосах таковы, что при внеш-

нем зацеплении и взаимной обкатке они соприкасаются теоретически без зазора. Вращение роторов обеспечивается синхронизирующей передачей. В некоторых конструкциях маслозаполненных насосов синхронизирующая передача отсутствует и роторы соприкасаются. Наибольшее распространения получили двухроторные конструкции, хотя возможны насосы с тремя и более роторами.

По способу сжатия газа ротационные вакуумные насосы с обкатываемыми профилями можно разделить на насосы с внешним, частичным внутренним и внутренним сжатием. В насосах с внешним сжатием газ сжимается только в процессе нагнетания. К таким насосам относятся двухроторные насосы (насосы Рутса), имеющими роторы с леминискатными профилями (рис. 4.17). За один оборот каждый из роторов дважды перебрасывает заштрихованный объем газа из области высокого вакуума в область предварительного разрежения. Роторы вращаются в разные стороны. Синхронность их вращения обеспечивается зубчатой передачей с передаточным числом, равным 1 (обозначена на рисунке пунктиром).

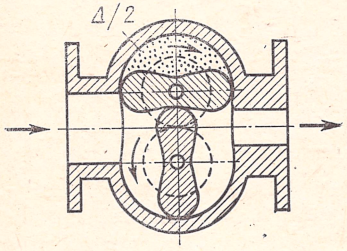


Рис. 4.17. Схема двухроторного насоса с леминискатными профилями (насос Рутса)

Объем рабочей камеры насоса

$$V_к = 2\pi R^2 l K_\lambda, \qquad (4.25)$$

где R — максимальный радиус ротора; l — длина ротора; $K_\lambda = \Delta/\pi R^2$; Δ — площадь впадин в площади круга, описанного вокруг ротора.

Умножая объем рабочей камеры насоса $V_к$ (4.25) на частоту вращения роторов n, можно определить геометрическую быстроту откачки насоса $S_г$.

Обратный поток газа в этих насосах в основном определяется технологическими зазорами в роторном механизме

$$Q_{об} = U_з (p_{вых} - p_{вх}); \qquad (4.26)$$

$U_з$ — проводимость зазоров в роторном механизме.

Считая зазоры тонкими щелями, запишем проводимость (для воздуха) (2.28) при молекулярном режиме (м³/с):

$$U_з = 116 \cdot A,$$

где $A = l(\delta_р + 2\delta_{рк}) + 4R(\delta_{т1} + \delta_{т2})$ — суммарная площадь зазоров, м². Здесь $\delta_р$ — зазор между роторами; $\delta_{рк}$ — зазор между роторами и корпусом; $\delta_{т1}$ и $\delta_{т2}$ — торцевые зазоры между роторами и крышками. Величина зазоров между ротором и статором обычно равна $0{,}004R$, а между роторами и торцевыми крышками — $0{,}006R$.

Обратный поток газа в насосе можно также выразить через предельное давление и максимальную быстроту действия насоса:

$Q_{об} = S_{max} p_{пр}$. Решая это уравнение совместно с (4.26) при $p_{вх} = p_{пр}$, найдем коэффициент компрессии насоса

$$K = p_{вых}/p_{пр} = 1 + S_{max}/U_з.$$

Значение коэффициента компрессии зависит от проводимости зазоров, возрастающей с повышением давления. В высоком вакууме $K \approx 50$, а при атмосферном давлении $\sim 1{,}5$. В связи с этим зависимость быстроты действия от давления, представленная на рис. 4.18, имеет характерный спад в области высоких давлений. Нормальная работа насоса такого типа возможна лишь при наличии насоса предварительного разрежения.

Предельное давление одноступенчатых насосов $5 \cdot 10^{-1}$ Па, двухступенчатых — $4 \cdot 10^{-2}$ Па с учетом давления насыщенных паров вакуумного масла, применяемого для смазки подшипников. При работе с ловушкой предельное давление составляет 10^{-3} Па. Наибольшее выпускное давление одноступенчатых насосов от 10^2 до 10^3 Па.

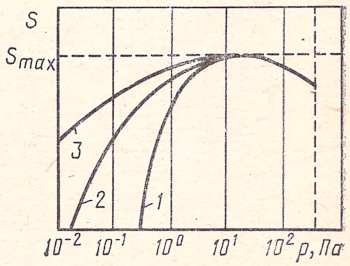


Рис. 4.18. Характеристика $S(p)$ двухроторного насоса:

1 — одноступенчатого; *2* — двухступенчатого; *3* — двухступенчатого с ловушкой

Двухроторные насосы имеют при тех же габаритах значительно большие быстроты действия, чем пластинчатые насосы и насосы с катящимся ротором, так как из-за отсутствия трения между ротором и статором можно значительно увеличить их частоту вращения. Быстрота действия современных двухроторных насосов лежит в пределах от 5 до 5000 л/с. Удельные характеристики насоса: (0,5—3) кг/(л/с) и (6—30) Вт/(л/с), причем меньшие значения удельной мощности для насосов с большой быстротой действия.

Характеристики двухроторных насосов различных типов приведены на рис. П.1 и в табл. П.3.

Примером насоса с частичным внутренним сжатием может служить схема, представленная на рис. 4.19. При вращении роторов газ поступает в полость всасывания, где распределяется на два потока. Бо́льшая его часть захватывается ведущим ротором *3* и сжимается внутри насоса, другая часть переносится ведомым ротором *1* из полости всасывания в полость нагнетания без внутреннего сжатия. В полости нагнетания оба потока смешиваются, и сжатый газ поступает в выхлопной трубопровод через самодействующие клапаны *2*. Максимальный коэффициент компрессии около 20.

В насосах с внутренним сжатием рабочий процесс производится внутри рабочих полостей. К таким насосам относятся винтовые вакуумные насосы. Достоинством винтовых насосов является быстроходность (до 150 м/с), уравновешенность, большой ресурс работы. Предельное давление сухого насоса при атмосферном выпускном давлении в одноступенчатом исполнении $2{,}0 \cdot 10^4$ Па, в двухступенчатом 10^4 Па. Маслозаполненный насос обеспечивает в двухступенчатом исполнении предельное давление $2 \cdot 10^3$ Па.

Работа объемных вакуумных насосов может сопровождаться рядом нежелательных явлений: проникновением паров рабочих жид-

костей из насоса в откачиваемый объект; загрязнением насоса откачиваемыми веществами с высоким давлением насыщенных паров; потерей рабочей жидкости через выхлопной патрубок; утечкой откачиваемого газа и т. д.

Для ограничения этих явлений служит специальное сервисное оборудование, которым в случае необходимости снабжаются объемные насосы. К таким устройствам относятся *ловушки, влагопоглотители, натекатели, конденсаторы, фильтры, уплотнители* и т. д.

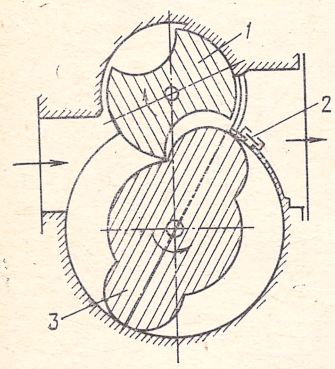


Рис. 4.19. Схема насоса с частичным внутренним сжатием

При высоких давлениях (более 10^2 Па) обратный поток паров рабочей жидкости задерживается встречным потоком откачиваемого газа и в применении защитных устройств не возникает необходимости. При более низких давлениях, когда длина свободного пути молекул газа становится больше диаметра входного патрубка насоса, пары рабочей жидкости могут двигаться навстречу основному потоку и проникать в откачиваемый объект. Если температура насоса выше, чем температура откачиваемого объекта, то обратный поток будет существовать до тех пор, пока вся рабочая жидкость насоса не переместится в откачиваемый объект. Для защиты откачиваемого объекта от паров рабочей жидкости используются ловушки — устройства для парциальной откачки паров рабочих жидкостей.

К ловушкам предъявляются следующие основные требования: максимальное защитное действие на заданном сроке службы и минимальное сопротивление основному потоку откачиваемого газа. В качестве дополнительных требований можно назвать возможность регенерации, надежность, простота и технологичность конструкции, удобство эксплуатации.

Механические ловушки (рис. 4.20, *а*) для объемных насосов представляют собой устройства, работающие при температуре откачиваемого объекта. Для получения заметного защитного действия в момент остановки насоса в ловушке должны выполняться условия молекулярного режима течения газа вплоть до атмосферного давления, что соответствует наибольшему расстоянию между элементами ловушки 0,1 мкм. Такие размеры могут быть обеспечены только в пористых элементах *1*, поэтому габариты ловушек зависят от удельной проводимости пористых материалов. Наиболее эффективно применение элементов из пористого стекла, стекловолокнистых материалов, пористых меди и нержавеющей стали. Наиболее часто используемые материалы приведены в табл. 4.1.

Поглощение паров масла в ловушках осуществляется адсорбцией на стенках капиллярных каналов. Период непрерывной рабо-

Таблица 4.1

Параметр	Тонкопористое стекло	Широкопористое стекло	Нержавеющая сталь	Медные фильтры
Размеры пор, мкм	$3 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-1}$	$1{,}5 \cdot 10^{1}$	$2 \cdot 10^{1}$
Удельная проводимость $м^3/(с \cdot см^2)$	10^{-10}	10^{-8}	$2 \cdot 10^{-5}$	10^{-4}

ты ловушки составляет несколько сотен часов, по истечении которых элемент должен быть заменен, очищен продувкой атмосферным воздухом или прогрет до высоких температур (~500° С).

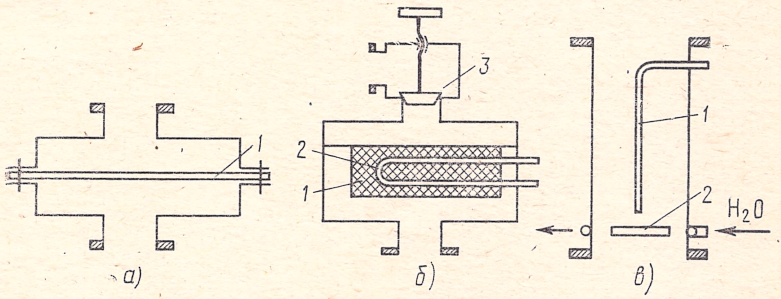


Рис. 4.20. Схемы ловушек паров рабочей жидкости для объемных насосов:

а — механическая ловушка; *б* — адсорбционная ловушка; *в* — ионная ловушка

Термостатирование ловушек во время их работы осуществляется проточной водой. Снижение температуры ловушек дополнительно повышает их защитное действие, но несколько снижает удельную проводимость.

Увеличения срока службы ловушек можно достигнуть, добавляя в пористые фильтры адсорбционные материалы: активные угли, цеолиты с размерами пор ~9 Å, активную окись алюминия. Ловушки с адсорбентом (рис. 4.20, *б*) нельзя подвергать воздействию атмосферного воздуха, так как они могут поглотить большое количество воды, которая затем будет выделяться во время работы насоса. Для удаления поглощенных в адсорбционном элементе *1* масла и воды ловушку следует прогревать нагревателем *2* до 300—500° С. Клапан *3* изготовляется в одном корпусе с ловушкой и закрывается во время обезгаживания адсорбента.

В ионных ловушках (рис. 4.20, *в*) корпус, имеющий форму цилиндра служит заземленным катодом для холодного разряда. Анодом является стержень *1,* расположенный вдоль оси цилиндра. Разряд горит при напряжении на аноде ~3 кВ и наличии осевого магнитного поля, создаваемого внешними магнитами. Электроны, эмиттируемые катодом, двигаются по удлиненной траектории к аноду, ионизируя остаточный газ. Положительные ионы, бомбарди-

рующие поверхность корпуса разрушают поверхностную пленку масла. Это приводит к выделению водорода и полимеризации углеводородов в твердые вещества. Охлаждение корпуса и защитного экрана *2* осуществляется водой. Такая ловушка может уменьшить парциальное давление паров масла в 10—100 раз.

На рис. 4.21 приведен в качестве примера спектр остаточных газов механического насоса ВН-461 с ловушкой и без ловушки, полученный на масс-спектрометре МХ1302. По оси ординат отложены показания выходного прибора в вольтах, соответствующие различным массовым числам *m/e*. Предельное давление насоса без ловушки составляло 1 Па, а с ловушкой — 10^{-2} Па.

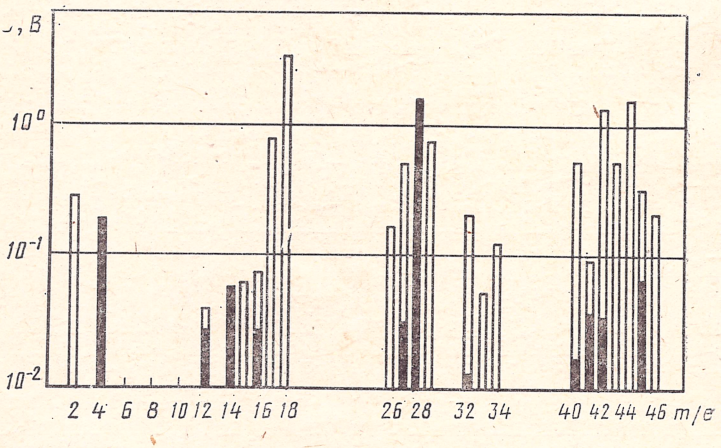


Рис. 4.21. Диаграмма масс-спектра остаточных газов насоса ВН-461 с адсорбционной ловушкой (зачерненные столбики) и без ловушки (незачерненные столбики)

При откачке вакуумных систем с большим количеством паров воды или других растворителей с высокими значениями давления насыщенного пара при комнатной температуре возникает опасность загрязнения насоса откачиваемыми веществами. Небольшое количество паров воды может быть поглощено влагопоглотителями, устанавливаемыми на входе в насос. Таким влагопоглотителем может служить порошок фосфорного ангидрида, который по мере насыщения водой превращается в клейкую жидкость. Для улавливания влаги могут использоваться и адсорбционные ловушки, обеспечивающие одновременную защиту откачиваемого объекта от насоса и насоса от откачиваемого объекта.

При больших газовых нагрузках применение влагопоглотителей из-за необходимости их частой замены или регенерации неудобно. В этом случае насосы снабжаются газобалластным устройством, позволяющим снизить коэффициент компрессии пара в насосе и предотвратить конденсацию откачиваемых паров в рабочей камере насоса. В пластинчатых насосах и насосах с катящимся ротором используется в качестве газобалластного устройства натекатель для подачи атмосферного воздуха в рабочую камеру.

Пример конструктивного решения устройства для напуска балластного газа показан на рис. 4.22. В корпусе насоса со стороны торцевой части ротора делается отверстие *А* в атмосферу, расположенное таким образом, что при вращении ротора оно открывается лишь во время сжатия в камере насоса. При всасывании торцевая часть ротора закрывает отверстие, предохраняя камеру от заполнения атмосферным воздухом.

Для регулировки количества напускаемого балластного газа отверстие A соединяется с натекателем. Если натекатель закрыт, то насос работает в обычном режиме. Газобалластный насос имеет худшее предельное давление из-за увеличения перетечек газа из камеры сжатия в камеру разрежения.

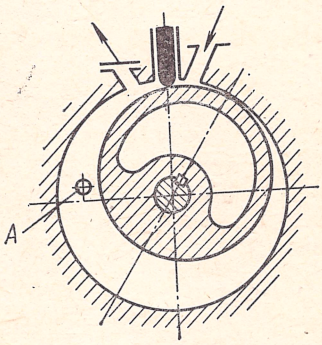


Рис. 4.22. Схема газобалластного насоса

Для защиты от пылевых частиц на входе в насос может устанавливаться впускной фильтр из шерстяной ткани. Такой фильтр может задерживать пылевые частицы размером более 10 мкм.

Потеря рабочей жидкости через выхлопной патрубок уменьшается брызгоуловителями, устанавливаемыми в самом насосе. При откачке больших газовых потоков брызгоуловители могут оказаться неэффективными. В этом случае устанавливаются внешние брызгоуловители и фильтры для поглощения масляного тумана. При откачке паров конденсирующихся веществ очень важно, чтобы температура брызгоуловителя была бы не ниже температуры насоса, что предотвращает конденсацию паров и стекание конденсата в насос.

При откачке кислорода необходимо пользоваться негорючими маслами или другими невоспламеняющимися жидкостями, например фосфатными эфирами. Для радиационноопасных помещений разработаны масла, стойкие к радиации.

Для откачки ценных и радиоактивных газов требуются насосы с герметичным уплотнением всех элементов на выходе из насоса. В таких конструкциях вакуумные уплотнения установлены в маслоналивном патрубке, сливных пробках, смотровом стекле, а корпус насоса проверяется на герметичность по всем правилам, предусмотренным для высоковакуумных систем.

§ 4.3. Молекулярная откачка

Молекулярной откачкой называется удаление газа из вакуумной системы с помощью движущихся поверхностей. В настоящее время существуют две принципиальные схемы молекулярной откачки.

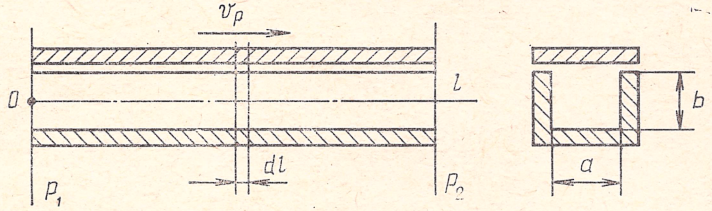


Рис. 4.23. Схема молекулярной откачки при одинаковых направлениях движения пластины и газового потока

Первая схема (рис. 4.23) представляет собой откачку через канал, одна из стенок которого совершает относительное перемещение со скоростью v_p параллельно оси канала. Молекулы газа, находящиеся в канале соударяются с движущейся поверхностью, получая приращение количества движения в направлении насоса

предварительного разрежения. При этом создается перепад давлений $p_2 > p_1$.

Максимальная быстрота действия, которая может быть получена в такой схеме, пропорциональна скорости стенки $v_р$:

$$S_{max} = \gamma_м F_к v_р, \qquad (4.27)$$

где $F_к$ — площадь поперечного сечения канала; $\gamma_м$ — коэффициент, учитывающий соотношения движущейся и неподвижной частей периметра канала.

Принимая число соударений молекул с движущимися и неподвижными поверхностями одинаковым, определим долю молекул, непрерывно получающих приращение скорости, в виде

$$\gamma_м = f_д/(f_д + f_н). \qquad (4.28)$$

$f_д$ и $f_н$ — движущаяся и неподвижная части периметра поперечного сечения канала. Для прямоугольного канала с $a = 2{,}5$ см; $b = 1$ см и $v_р = 165$ м/с согласно (4.27) и (4.28) получим $S_{max} = 23$ л/с.

Дифференциальное уравнение течения газа через канал постоянного поперечного сечения в установившемся режиме ($Q = \text{const}$) можно записать в виде разности прямого и обратного потоков:

$$Q = S_{max} p - C \frac{dp}{dl}, \qquad (4.29)$$

где $C = U_к l_к$; $U_к$ — проводимость канала с неподвижными сторонами; $l_к$ — длина канала.

Перепишем уравнение (4.29) в новых обозначениях:

$$\frac{dp}{dl} + Ap + B = 0, \qquad (4.30)$$

$A = -S_{max}/C$; $B = -Q/C$.

С учетом начальных условий $p = p_1$ при $l = 0$ решение (4.30) может быть записано в виде

$$p = \frac{B}{A}(1 - e^{-Al}) + p_1 e^{-Al}.$$

Тогда в конце канала при $l = l_к$ давление

$$p_2 = \frac{Q}{S_{max}}(1 - \exp(S_{max}/U_к)) + p_1 \exp(S_{max}/U_к).$$

Учитывая, что $Q = p_1 S_н$, получим выражение для быстроты действия

$$S_н = S_{max} \frac{p_2/p_1 - \exp(S_{max}/U_к)}{1 - \exp(S_{max}/U_к)}. \qquad (4.31)$$

Из (4.31) следует линейная зависимость между быстротой действия и коэффициентом компрессии p_2/p_1, показанная на рис. 4.24. При равенстве давления $p_1 = p_2$ быстрота действия максимальна

$S_н = S_{max}$, а при $S_н = 0$ и $p_1 = p_{пр}$ имеет место наибольший коэффициент компрессии

$$K = p_в/p_{пр} = \exp(S_{max}/U_к). \qquad (4.32)$$

В связи с тем, что проводимость каналов $U_к$ при молекулярном режиме течения пропорциональна $\sqrt{T/M}$, максимальный коэффициент компрессии возрастает с увеличением молекулярной массы и снижением температуры газа.

Для указанного канала $a = 2{,}5$ см, $b = 1$ см при $l_к = 55$ см его проводимость составляет ~ 1 л/с, что дает по формуле (4.32) максимальное значение коэффициента компрессии $p_в/p_{пр} = 10^{10}$. Таким образом данная схема молекулярной откачки удобна для получения больших коэффициентов компрессии при малых быстротах откачки.

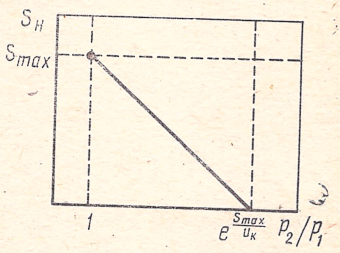


Рис. 4.24. Зависимость быстроты действия насоса от коэффициента компрессии

Вторая схема молекулярной откачки (рис. 4.25, *а*) использует для удаления газов зависимость проводимости наклонного канала, двигающегося перпендикулярно газовому потоку со скоростью $v_р$, от направления течения газа. Для упрощения задачи примем, что пластину с наклонным каналом с обеих сторон бомбардируют нормальные по отношению к поверхности пластины потоки молекул газа q_1 и q_2. Остановив пластину и сложив вектор относительной скорости молекул $v_р$ с векторами тепловых скоростей молекул $v_{ар}$,

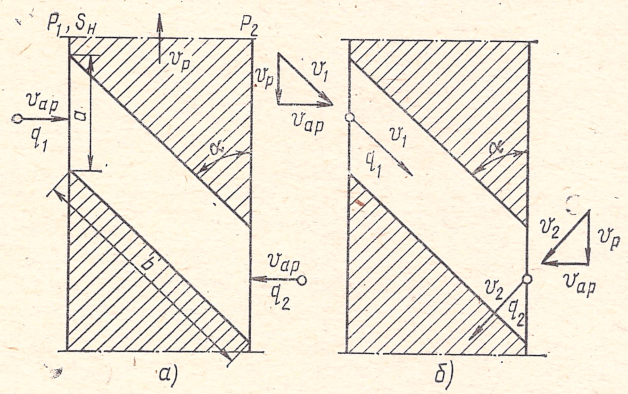


Рис. 4.25. Схема откачки при взаимно перпендикулярном перемещении пластины и газового потока

получим изображенное на рис. 4.25, *б* измененное направление движения молекул. Поток q_1 при $\operatorname{tg}\alpha = v_{ар}/v_р$ входит по оси канала, а поток q_2 — перпендикулярно оси. Это приводит к тому, что прово-

димости канала для потоков q_1 и q_2 различны. Приближенно можно принять, что для потока q_1 канал имеет форму трубы, а для потока q_2 — форму трубы с поворотом на конце на 90°.

Для установившегося режима течения газа

$$Q = S_н p_1 = U_{12} p_1 - U_{21} p_2, \qquad (4.33)$$

где U_{12} и U_{21} проводимости канала для потоков q_1 и q_2 соответственно. Значение указанных проводимостей можно определить, пользуясь справочными данными о проводимостях прямых труб и труб с коленом, или непосредственным математическим моделированием данной задачи методом Монте-Карло. На рис. 4.26 в безразмерной форме приведены результаты определения вероятности прохождения канала молекулами газа, полученные математическим моделированием для каналов с соотношением сторон $a/b = 1$.

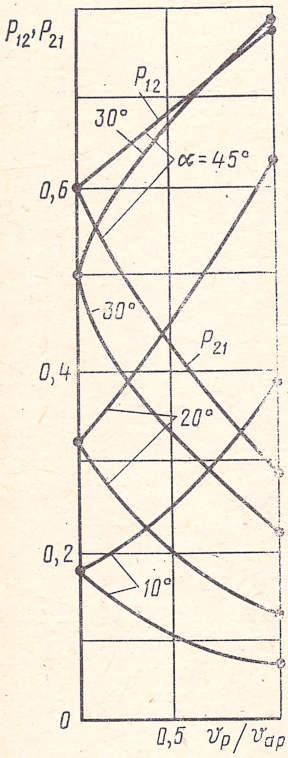


Рис. 4.26. Вероятности прохождения молекулами канала со стороны более высокого вакуума P_{12} и со стороны низкого вакуума P_{21} в зависимости от относительной скорости v_p/v_{ap} и угла наклона паза α

Из 4.33 следует выражение для быстроты действия:

$$S_н = U_{12} - U_{21} \frac{p_2}{p_1}.$$

Зависимость быстроты действия насоса от коэффициента компрессии аналогична такой же зависимости для первой схемы.

Максимальная быстрота действия в данном случае при $p_2/p_1 = 1$ составляет

$$S_{max} = U_{12}(1 - U_{21}/U_{12}) = U_{12}(1 - P_{21}/P_{12}). \qquad (4.34)$$

Здесь P_{12} и P_{21} — вероятности перехода молекул через канал в прямом и обратном направлениях, пропорциональные соответствующим проводимостям.

Максимальная быстрота действия турбомолекулярных насосов S_{max} для $v_p/v_{ap} < 1$ слабо зависит от рода газа. При уменьшении молекулярной массы газа возрастание проводимости U_{12} в формуле (4.34) компенсируется уменьшением второго сомножителя, так как при уменьшении v_p/v_{ap}, P_{21}/P_{12} увеличивается. Реальная быстрота действия $S_н$ для легких газов дополнительно уменьшается в связи с увеличением проводимости зазоров.

Наибольший коэффициент компрессии наблюдается при $S_н = 0$. Если $p_1 = p_{пр}$, а $p_2 = p_в$, то из (4.33)

$$K = p_в/p_{пр} = U_{12}/U_{21} = P_{12}/P_{21}.$$

Коэффициент компрессии при $v_р/v_{ар}<1$ сильно зависит от рода газа в связи с изменением величины отношения $v_р/v_{ар}$, а следовательно, и P_{12}/P_{21}. Легкие газы имеют меньший коэффициент компрессии.

Величина $p_в/p_{пр}$ для одной ступени невелика (обычно 2—4), поэтому данная схема более удобна для получения больших быстрот действия. Повышение коэффициента компрессии достигается последовательным соединением нескольких ступеней откачки.

Рассмотрим конструкции молекулярных насосов.

Молекулярные насосы с одинаковым направлением движения газа и стенки канала имеют много конструктивных разновидностей, часть из которых схематично представлена на рис. 4.27.

Насос (рис. 4.27, *а*) имеет в статоре *3* набор цилиндрических канавок *4*, входные и выходные отверстия в которых разделены перегородкой *1*. Ротор *2* вращается с большой частотой так, что его линейная скорость близка к тепловой скорости молекул.

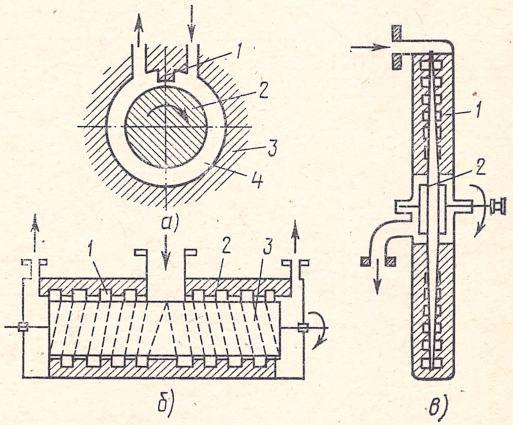


Рис. 4.27. Схемы молекулярных насосов:

а — с круговыми канавками; *б* — со спиральными канавками; *в* — дисковый

Спиральный паз *1* на поверхности статора *2* и цилиндрическая поверхность ротора *3* образуют рабочий канал (схема на рис. 4.27, *б*). Спиральные канавки на торцевых поверхностях статора *1*, отстоящие на минимальном расстоянии от вращающегося диска *2*, используются для молекулярной откачки в схеме рис. 4.27, *в* Через зазор между статором и ротором происходит возврат газа из камеры сжатия в камеру всасывания, что ухудшает реальные характеристики насосов. Нормальная работа таких насосов возможна при зазоре между ротором и статором не превышающем 0,1 мм.

Практическое применение такие насосы нашли в качестве ступеней высокого давления при совместной работе с насосами, имеющими взаимно перпендикулярное перемещение газа и рабочих поверхностей, а также при откачке газов с большой молекулярной массой.

Проникновение паров масел, применяемых для смазки подшипниковых узлов, в откачиваемый объект во время работы насоса очень мало, но сильно возрастает при остановке насоса.

Быстрота действия насосов прямо пропорциональна частоте вращения ротора, которая в современных насосах может достигать 10—40 тыс. оборотов в минуту. Максимальная быстрота действия

обычно не превышает 100 л/с из-за малого поперечного сечения каналов. Предельное давление 10^{-5} Па при коэффициентах компрессии 10^5—10^6.

Молекулярные насосы с взаимно перпендикулярным движением рабочих поверхностей и потока откачиваемого газа получили широкое распространение. Конструкция турбомолекулярного насоса, использующая этот принцип, во многом определяется расположением вала ротора: горизонтальным или вертикальным, устройством и формой рабочих органов: цилиндровые, конусные, дисковые с радиальным потоком, дисковые с осевым потоком, барабанные. Большое влияние на характеристики насоса оказывает конструкция опорных узлов: на смазываемых подшипниках качения, на магнитных опорах или газовой подушке.

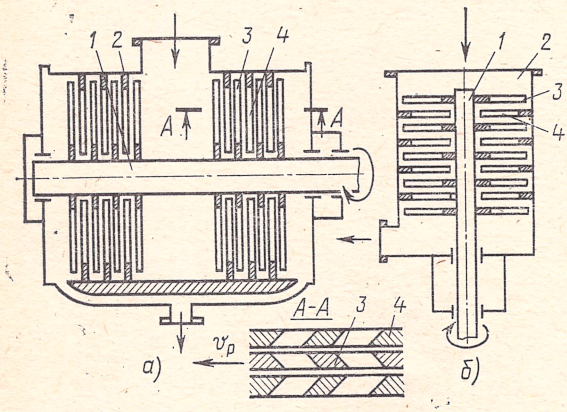


Рис. 4.28. Схемы турбомолекулярных насосов:
а — с горизонтальным валом; *б* — с вертикальным валом

Схемы насосов с горизонтальным и вертикальным расположением вала ротора показаны на рис. 4.28. В корпусе *2* установлены неподвижные статорные колеса *4*, между которыми вращаются колеса *3*, закрепленные на роторе *1*. Роторные колеса выполняются в виде дисков с прорезями. В статорных колесах имеются зеркально расположенные прорези такой же формы. Для удобства монтажа статорные колеса разрезаются по диаметру.

При горизонтальном положении ротора движение газа в насосе после входа во всасывающий патрубок разветвляется на два потока, которые соединяются в выхлопном патрубке.

В связи с малыми коэффициентами компрессии каждой ступени в турбомолекулярном насосе можно увеличить рабочие зазоры. При диаметре рабочих колес 200 мм осевой (между колесами) и радиальный (между корпусом и роторным колесом или ротором и статорным колесом) зазоры могут составлять 1—1,2 мм, что позволяет значительно повысить надежность их работы. Увеличение зазоров, снижая коэффициент компрессии насоса, слабо влияет на его быстроту действия.

Быстрота откачки турбомолекулярных насосов согласно (4.34) слабо зависит от рода газа (рис. 4.29, *а*). Предельное давление насосов 10^{-7}—10^{-8} Па. С увеличением молекулярной массы коэффициент компрессии растет за счет уменьшения перетечек через зазоры и увеличения отношения линейной скорости ротора к теп-

ловой скорости молекул $v_р/v_{ар}$ (рис. 4.29, *б*). Наибольшее выпускное давление таких насосов для воздуха 1—10 Па.

К достоинствам турбомолекулярного насоса относятся: высокая удельная быстрота действия ~2 л/с на см² площади входного се-

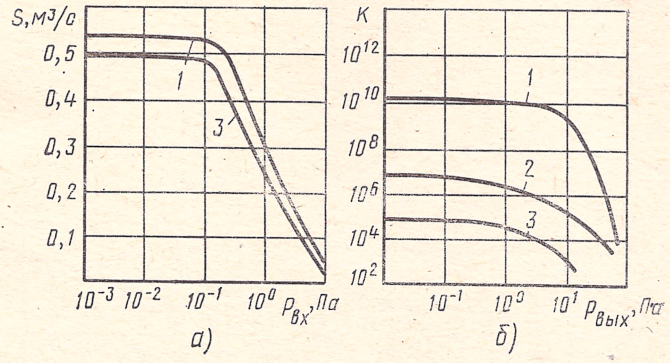


Рис. 4.29. Зависимость быстроты действия турбомолекулярных насосов от входного давления (*а*) и зависимость коэффициента компрессии от выходного давления (*б*):

1 — для воздуха; *2* — для гелия; *3* — для водорода

чения; достаточно широкий диапазон рабочих давлений 10^{-6}—10 Па; быстрый запуск насоса в течение 5—10 мин; практически безмасляный спектр остаточных газов при напуске во время запуска и остановки насоса сухого азота.

Недостатком насоса является наличие высокоскоростного ротора со смазываемыми быстро изнашивающимися подшипниками или сложными системами подвеса. Характеристики современных турбомолекулярных насосов приведены на рис. П.2 и табл. П.4.

§ 4.4. Пароструйная откачка

При пароструйной откачке (рис. 4.30) молекулы откачиваемого газа, поступающие в насос через входной патрубок *1*, взаимодействуют со струей пара, имеющей звуковую или сверхзвуковую скорость, и приобретают дополнительную скорость в направлении насоса предварительного разрежения, присоединяемого к выходному патрубку *6*.

В камере *3* происходит смешение паровой струи, выходящей из сопла *2*, и откачиваемого газа. Запирающий канал *4* создает сопротивление обратному потоку газа, обеспечивая коэффициент компрессии насоса. Разделение откачиваемого газа и рабочего

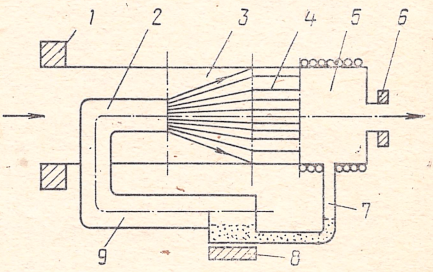


Рис. 4.30. Схемы пароструйной откачки

пара осуществляется в камере *5* в процессе конденсации рабочего пара на охлажденных поверхностях, после чего откачиваемый газ выходит из насоса через выходной патрубок, а сконденсировавшийся пар поступает по трубопроводу *7* в кипятильник *8*, где вновь испаряется и по паропроводу *9* попадает в рабочее сопло *2*, обеспечивая непрерывность процесса откачки.

Взаимодействие откачиваемого газа с паровой струей зависит от степени вакуума. При низком вакууме молекулы, находя-

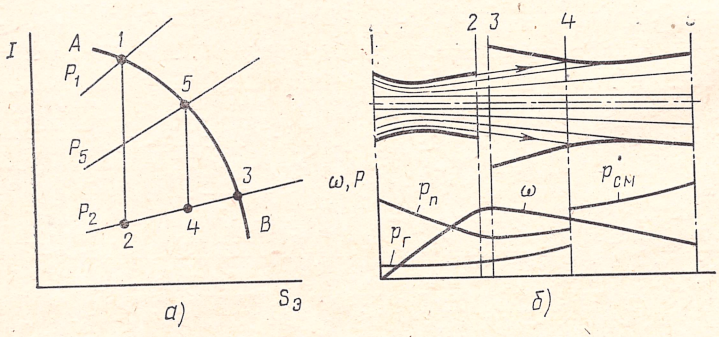


Рис. 4.31. $I - S_э$-диаграмма рабочего пара (*а*) схема и рабочие характеристики сопла эжекторного насоса (*б*)

щиеся в пограничном с паровой струей слое, за счет внутреннего трения увлекают другие слои газа. Такие насосы называют **эжекторными.**

В области высокого вакуума все молекулы откачиваемого газа, перемещаясь за счет самодиффузии, непосредственно взаимодействуют с движущейся струей пара, а насосы, работающие в таких условиях, называют **диффузионными.**

Рассмотрим принцип действия эжекторного насоса.

Быстрота действия насоса при заданных значениях давлений на входе в насос p_2 и выходе из насоса p_5, а также производительности рабочего пара G_1 определяется по $I - S_э$-диаграмме рабочего пара.

Кривая *AB* на рис. 4.31, *а* определяет давление насыщенного пара рабочей жидкости. Из начального состояния в кипятильнике рабочий пар (точка *1* на кривой *AB*, давление p_1, энтальпия I_1; сечение *1* на схеме сопла) адиабатически расширяется и переходит в состояние (точка *2*), соответствующее давлению p_2 и энтальпии I_2 струи рабочего пара в откачиваемом объекте (сечение *2*). Адиабатические процессы на $I - S_э$-диаграмме соответствуют прямым линиям, параллельным оси *I*. Закон сохранения энергии для адиабатического истечения газа, при котором работа расширения газа равна приращению его кинетической энергии, можно записать в виде

$$G_1(I_1 - I_2) = G_1\omega_2^2/2, \qquad (4.35)$$

где ω_2 — скорость паровой струи на выходе из сопла в сечении *2*.

Откачиваемый газ (для простоты считаем, что откачиваются пары рабочей жидкости) находится в состоянии (точка и сечение *3*) и имеет энтальпию I_3. Смешение потока откачиваемого газа G_2 с паровой струей по закону сохранения энергии приведет к изменению скорости

$$G_1 \frac{\omega_2^2}{2} = (G_1 + G_2) \frac{\omega_4^2}{2}, \qquad (4.36)$$

где ω_4 — скорость смеси в сечении *4* (рис. 4.31, *б*).

В диффузоре, расположенном между сечениями *4* и *5*, парогазовая смесь адиабатически сжимается до давления p_5, причем точка *5*, соответствующая сечению *5*, должна лежать на кривой *AB*. Это можно использовать для нахождения точки *4* графическим построением. В процессе адиабатического сжатия кинетическая энергия струи переходит в энтальпию, что позволяет записать

$$\cdot (G_1 + G_2)\, \omega_4^2/2 = (G_1 + G_2)(I_5 - I_4). \qquad (4.37)$$

Из уравнений 4.35—4.37 можно найти выражение для теоретической быстроты действия насоса:

$$S_т = \frac{G_2}{\rho_2} = \frac{G_1 (I_1 - I_2 - I_5 + I_4)}{\rho_2 (I_5 - I_4)}, \qquad (4.38)$$

где ρ_2 — плотность газа в сечении *2*.

Следовательно, быстрота действия насоса зависит от производительности сопла и свойств рабочего пара. В эжекторных насосах она лежит в диапазоне от нескольких десятков до нескольких тысяч литров в секунду.

Максимальное выпускное давление не может быть больше p_1 — давления рабочего пара в кипятильнике насоса, поэтому в случае паромасляного насоса оно не превышает $(1—5) \cdot 10^2$ Па, а для парортутного — $(20—40) \cdot 10^2$ Па. Увеличить максимальное выпускное давление паромасляного насоса нельзя, так как температура пара в кипятильнике ограничивается температурой разложения масла.

В парортутных насосах принципиально возможно повышение максимального выпускного давления вплоть до атмосферного, но из-за больших потерь и токсичности ртути этого обычно не делают.

Предельным остаточным давлением эжекторного насоса является давление перехода из среднего в высокий вакуум, когда происходит расширение паровой струи и нарушение оптимального режима работы. Величина предельного давления составляет 10^{-1}—10^{-2} Па.

Размеры сопла можно найти, задаваясь значением его производительности G_1 по рабочему пару. Подставляя критическое отношение давлений

$$r_к = \frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{2}{\gamma + 1}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \text{ в (2.21)},$$

получим выражение для максимальной производительности сопла:

$$G_1 = \sqrt{\frac{p_1}{V_1}\gamma\left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}} A^{c}_{min}, \qquad (4.39)$$

где p_1 — давление пара в кипятильнике; V_1 — удельный объем пара в кипятильнике; A^{c}_{min} — минимальное сечение сопла.

Откуда можно найти минимальное сечение сопла:

$$A^{c}_{min} = \frac{G_1}{\sqrt{\frac{p_1}{V_1}\gamma\left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}}}. \qquad (4.40)$$

Выходное сечение *2* сверхзвукового сопла A^{c}_{2} может иметь бо́льшую площадь поперечного сечения, которая найдется непосредственно из уравнения (4.35) с учетом того, что $\omega_2 = G_1 V_2 / A^{c}_{2}$; V_2 — удельный объем пара на выходе из сопла. Имеем

$$A^{c}_{2} = \frac{G_1 V_2}{\sqrt{2(I_1 - I_2)}}.$$

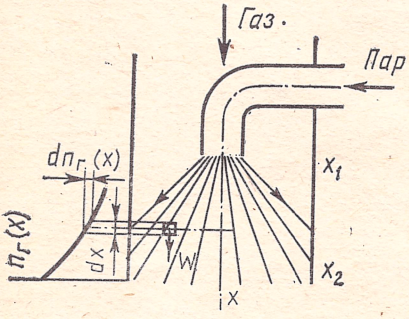


Рис. 4.32. Сопло диффузионного насоса

При истечении струи пара в высокий вакуум происходит ее расширение за счет тепловых скоростей молекул. В случае равенства скорости истечения струи и скорости звука она выходит из сопла под углом 45° к его оси (рис. 4.32). Давление пара в струе значительно больше, чем давление откачиваемого газа. Наилучшие условия для захвата молекул откачиваемого газа обеспечиваются тогда, когда давление пара в струе соответствует среднему вакууму. При этом все молекулы откачиваемого газа проникают в паровую струю при первом соударении. При бо́льшей плотности паровой струи вероятность захвата молекул снижается.

Теоретическая быстрота действия диффузионного насоса в связи с малым количеством откачиваемого пара определяется не изменением термодинамических характеристик паровой струи, как в случае эжекторного насоса, а геометрическими размерами сопла и парциальным давлением откачиваемого газа в паровой струе:

$$S_т = \frac{A}{n}(N_{q1} - N_{q2}), \qquad (4.41)$$

где A — проекция поверхности паровой струи, доступной для молекул откачиваемого газа, на плоскость, перпендикулярную оси x; N_{q1} и N_{q2} — количество молекул откачиваемого газа, ударяющихся и вылетающих в единицу времени с единицы площади A; n — концентрация газа у входа в насос.

В соответствии с выражениями для N_q из (1.11) и $v_{ар}$ из (1.21) формула для быстроты действия насоса (4.41) может быть переписана:

$$S_т = A \frac{\sqrt{\frac{8k}{\pi m}}}{4n} (n\sqrt{T} - n_г\sqrt{T_г}). \qquad (4.42)$$

Здесь T и $T_г$ — температура газа в паровой струе и у входа в насос; $n_г$ — концентрация газа в паровой струе.

Так как $n_г/n = p_{пр}/p$, то

$$S_т = \left(\frac{R}{2\pi}\right)^{1/2} \sqrt{\frac{T}{M}} A \left(1 - \frac{p_{пр}}{p}\sqrt{\frac{T_г}{T}}\right). \qquad (4.43)$$

Таким образом, быстрота действия диффузионного насоса зависит от температуры и рода газа, при этом тяжелые молекулы откачиваются с меньшей быстротой действия. Реальная быстрота действия оказывается меньше теоретического значения, рассчитанного из (4.43), из-за неполного захвата молекул откачиваемого газа паровой струей. Это связано с наличием у струи «паровой опушки», появляющейся из-за потока молекул пара, имеющих тепловые скорости большие, чем скорость паровой струи.

Если учесть коэффициент захвата струи H_o, то выражение для расчета быстроты действия может быть записано в следующем виде:

$$S_н = H_o S_т = H_o \sqrt{\frac{RT}{2\pi M}} A \left(1 - \frac{p_{пр}}{p}\sqrt{\frac{T_г}{T}}\right). \qquad (4.44)$$

Средняя величина коэффициента захвата $H_o \approx 0{,}3$.

Для определения коэффициента компрессии и предельного давления рассмотрим более подробно процессы, происходящие в паровой струе диффузионного насоса. Концентрацию газа в точке x паровой струи обозначим $n_г(x)$ (рис. 4.32), а составляющую скорости паровой струи по направлению оси x — через W.

Производительность откачки будет равна разности прямого и обратного потоков:

$$Q = Q_п - Q_{об},$$

где $Q_п = n_г(x) W$; $Q_{об} = D \frac{dn_г(x)}{dx}$; D — коэффициент диффузии газа в струе пара. Прямой поток молекул откачиваемого газа в диффузионном насосе движется за счет соударений молекул газа и пара совместно с паровой струей, а обратный поток возникает за счет теплового движения молекул, диффундирующих в противоположном направлении. Если достигнуто предельное давление, то $Q = 0$, откуда

$$n_г(x) W - D \frac{dn_г(x)}{dx} = 0. \qquad (4.45)$$

Считая, что газ в струе пара подчиняется уравнению газового состояния, получим

$$\frac{dn_г(x)}{n_г(x)} = \frac{dp_г(x)}{p_г(x)}. \qquad (4.46)$$

Проинтегрировав выражение (4.45) с учетом (4.46) в пределах от x_1 до x_2 и от p_1 до p_2, имеем

$$\ln \frac{p_2}{p_1} = \frac{W}{D}(x_2 - x_1).$$

Обозначая длину паровой струи $b = (x_2 - x_1)$, перепишем полученное выражение в виде

$$\frac{p_2}{p_1} = \exp(Wb/D).$$

Таким образом, коэффициент компрессии для заданной геометрии струи определяется отношением проекции скорости паровой струи на ось x к коэффициенту диффузии откачиваемого газа в паровой струе. Для увеличения коэффициента компрессии необходимо повышать скорость паровой струи и увеличивать ее плотность, так как коэффициент диффузии D обратно пропорционален плотности паровой струи.

Рассмотрим конструкции пароструйных насосов.

Принципиальная схема эжекторного насоса показана на рис. 4.33. Насос состоит из кипятильника *1*, сверхзвукового эжекторного сопла Лаваля *2*, камеры смешения *5*, впускного и выпускного фланцев *3* и *4*. Камера смешения теплоизолирована от корпуса насоса. На выпускном патрубке имеется холодильник *6*, охлаждаемый проточной водой. Сконденсировавшийся на стенках холодильника пар стекает в кипятильник по трубке *7*, обеспечивающей непрерывную циркуляцию рабочей жидкости в насосе.

Простейший диффузионный насос (рис. 4.34) состоит из кипятильника *1*, диффузионного сопла *2*, закрепленного на паропроводе *6*, холодильника *4*, впускного и выпускного патрубков *3* и *5*. Пары рабочей жидкости из кипятильника проходят по паропроводу через зонтичное сопло и конденсируются на стенках насоса, охлаждаемых холодильником. За время движения пара от конца сопла до стенок насоса в струю пара диффундирует откачиваемый газ. После конденсации образовавшейся парогазовой смеси выделившийся газ откачивается через выпускной патрубок насосом предварительного разрежения, а сконденсированный пар стекает по стенкам насоса в кипятильник через зазор между паропроводом и корпусом насоса.

Влияние зазора a и угла наклона сопла α на предельное давление и быстроту действия диффузионных насосов показано на рис. 4.35, *а, б*.

При превышении зазором a своего оптимального значения a_0 уменьшается скорость струи W у стенок насоса, что приводит к увеличению обратного потока. Аналогичная зависимость сущест-

вует и от угла α, который сильно влияет на составляющую скорости струи W.

Диффузионные насосы, предназначенные для работы в диапазоне давлений 10^{-1}—10 Па, называются **бустерными**. В этих насо-

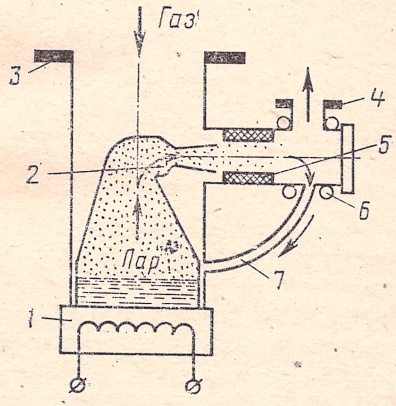


Рис. 4.33. Принципиальная схема эжекторного насоса

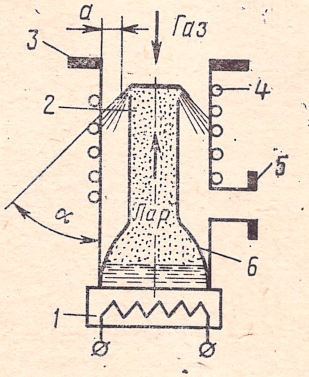


Рис. 4.34. Принципиальная схема диффузионного насоса

сах увеличена мощность подогревателя, применены термостойкие рабочие жидкости, что позволяет увеличить выпускное давление и сдвинуть характеристику насоса $S_{\text{п}}=f(p)$ в сторону более высоких давлений.

Основной характеристикой пароструйных насосов является зависимость быстроты действия от давления на входе в насос (рис. 4.36, *а*). В средней области рабочих давлений быстрота действия постоянна и равна $S_{\max}$. При приближении рабочего давления к предельному $p_{\text{пр}}$ она стремится к нулю из-за наличия обратного потока газов и паров из насоса в откачиваемый объект. При увеличении рабочего давления за верхнюю границу молекулярного режима течения быстрота действия уменьшается в связи со снижением скорости диффузии молекул газа в струю пара и при максимальном входном давлении $p_{\text{з}}$ стремится к нулю.

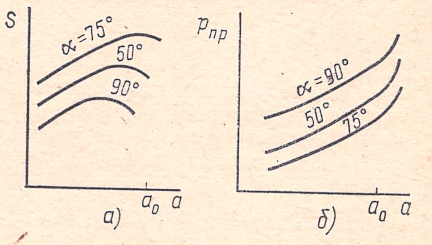


Рис. 4.35. Зависимости $S(a)$ и $p_{\text{пр}}(б)$ при различных углах α наклона сопла

Предельное давление насоса $p_{\text{пр}}$ при низких давлениях на выходном патрубке $p_{\text{вых}}$ (рис. 4.36, *б*) слабо зависит от изменения последнего. Срыв характеристики насоса наступает при равенстве

выпускного давления и давления паровой струи, соответствующего давлению $p_в$.

При увеличении мощности N подогрева насоса за счет увеличения скорости паровой струи быстрота действия вначале возрастает (рис. 4.36, *в*), достигает максимального значения при $N_{опт}$,

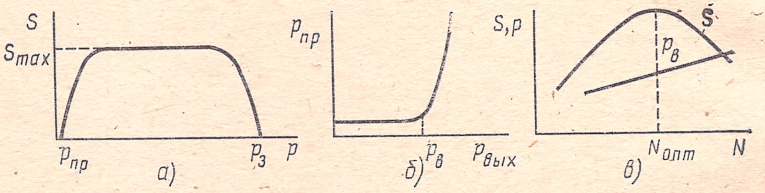


Рис. 4.36. Характеристики пароструйных насосов

а затем уменьшается из-за увеличения плотности паровой струи. Максимальное выпускное давление насоса $p_в$ при увеличении мощности подогрева непрерывно возрастает.

На рис. 4.37 показана конструкция многоступенчатого пароструйного насоса, в котором использованы две диффузионные *1, 2* и эжекторная *3* ступени откачки, питающиеся от одного кипятильника.

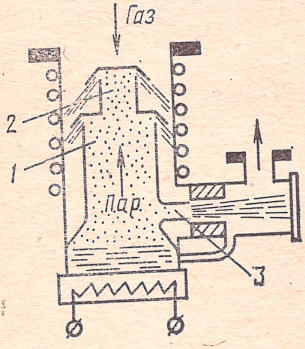


Рис. 4.37. Принципиальная схема многоступенчатого пароструйного насоса

К рабочим жидкостям пароструйных насосов предъявляются следующие требования:

1) минимальная упругость паров при комнатной температуре и максимальная при рабочей температуре в кипятильнике;

2) стойкость к разложению при нагревании;

3) минимальная способность растворять газы;

4) химическая стойкость по отношению к откачиваемым газам и по отношению к материалам насоса;

5) малая теплота парообразования.

Минимальная упругость паров при комнатной температуре требуется для получения наименьшего предельного давления насоса. Максимальное давление паров при рабочей температуре кипятильника увеличивает выпускное давление насоса и уменьшает требуемую мощность подогревателя. Стойкость к разложению рабочей жидкости при нагревании влияет на срок службы рабочей жидкости и максимальное выпускное давление. Растворимость газов в рабочей жидкости приводит к увеличению обратного потока газов через сопло вместе с паровой струей. Химическая стойкость определяет срок службы рабочей жидкости и накладывает ограничения на выбор конструкционных материалов насосов. При малой

теплоте парообразования требуется меньшая мощность подогревателя насоса.

В качестве рабочей жидкости пароструйных насосов применяются ртуть, минеральные масла, сложные эфиры органических спиртов и кислот, кремнеорганические соединения.

Ртуть (Р-1, Р-2) как рабочая жидкость пароструйных насосов имеет следующие достоинства: не окисляется воздухом, однородна по составу и не разлагается при рабочих температурах насоса, растворяет малое количество газов и имеет высокую упругость пара при рабочей температуре в кипятильнике. Недостатки ртути: токсичность, химическая активность по отношению к цветным металлам, высокая упругость паров при комнатной температуре (10^{-1} Па).

Минеральные масла для пароструйных насосов (ВМ-1, ВМ-5) получают путем вакуумной дистилляции продуктов переработки нефти. Они характеризуются низкой упругостью пара при комнатной температуре (10^{-6} Па), удовлетворительной термостойкостью, но имеют невысокую термоокислительную стойкость и образуют смолистые налеты на внутренних деталях насоса.

Эфиры, применяемые в качестве рабочей жидкости пароструйных насосов, представляют собой продукты синтеза фталевой и себациновой кислот с высшими спиртами, а также полифениловые соединения, состоящие из бензольных радикалов, соединенных в цепи через атомы кислорода. Полифениловые эфиры ПФЭ обладают очень низким давлением паров при комнатной температуре (10^{-9} Па) и высокой термоокислительной стойкостью.

Кремнеорганические жидкости для пароструйных насосов (ВКЖ-94, ПФМС-2) — это полисилоксановые полимерные соединения, состоящие из функциональных групп $(CH_3)_2SiO$. Они обладают высокой термоокислительной стойкостью и достаточно низкой упругостью пара при комнатных температурах (10^{-5} Па).

Чаще всего используют в насосах дешевые минеральные масла. Кремнеорганические жидкости употребляются в системах с частым напуском атмосферного воздуха. Эфиры, стоимость которых еще велика, применяются для систем, где требуется получение сверхвысокого вакуума. Ртуть из-за токсичности применяется в пароструйных насосах только для откачки ртутных систем, например ртутных выпрямителей. Основные типы рабочих жидкостей приведены в табл. П.1.

В насосах, работающих на неоднородных по составу или термически нестабильных жидкостях, часто применяют **фракционирующие устройства**, выделяющие более тяжелые фракции с низкой упругостью пара для работы в первой ступени откачки пароструйного насоса.

На рис. 4.38 показаны конструкции стеклянного (*а*) и металлического (*б*) фракционирующих насосов. Сконденсировавшаяся на стенках корпуса насоса рабочая жидкость из-за большого гидравлического сопротивления достигает кипятильника первой ступени насоса за достаточно длительное время, необходимое для испа-

рения легких фракций. Гидравлическое сопротивление, препятствующее перемешиванию рабочей жидкости, в стеклянной конструкции создается тонкими трубками, последовательно соединяющими кипятильники различных ступеней откачки, начиная со ступени, работающей при максимальном давлении откачиваемого газа. В металлической конструкции ту же роль выполняет зазор между цилиндром паропровода и основанием насоса.

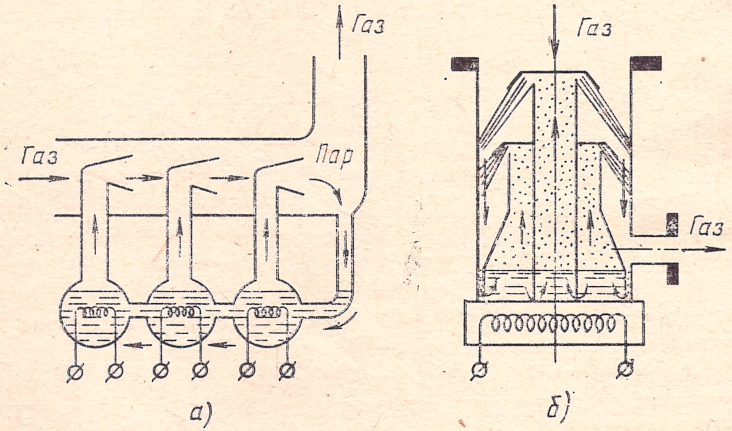


Рис. 4.38. Фракционирующие пароструйные насосы:
а — стеклянный; *б* — металлический

Основные технические характеристики пароструйных насосов, выпускаемых промышленностью, приведены на рис. П.3 и в табл. П.5.

Поскольку предельное давление пароструйных насосов обусловлено обратным потоком паров рабочей жидкости из насоса в откачиваемый объект, его можно значительно уменьшить, если на пути обратного потока установить ловушки.

По принципу действия ловушки можно разделить на: **конденсирующие, диссоциирующие** и **сорбирующие.**

Одним из видов конденсирующих ловушек для пароструйных насосов является механический отражательный колпачок *1* (рис. 4.39, *а*). Например, обратный поток паров масла для пароструйного насоса составляет $1 \cdot 10^{-3}$ мг/(с·см^2) относительно поверхности зазора между первым соплом и корпусом насоса. Если на пути обратного потока установить такую ловушку, то обратный поток за счет конденсации паров уменьшается до $1 \cdot 10^{-5}$ мг/(с·см^2). Жалюзийные или конические дисковые ловушки (рис. 4.39, *б*) понижают обратный поток до $1 \cdot 10^{-6}$ мг/(с·см^2). Конденсирующие ловушки часто охлаждают водой. Скорость испарения паров масла с поверхностей таких ловушек значительно меньше, чем с разогретого до температуры 200° С верхнего сопла пароструйного насоса.

Конденсирующие ловушки, рабочие поверхности которых имеют температуру ниже комнатной, называют охлаждаемыми. В качестве хладоагента часто используются лед и NaCl (—18° С); лед и $CaCl_2$ (—48° С); твердая углекислота со спиртом (—78° С); фреон (—120° С); жидкий воздух (—183° С); жидкий азот (—196° С).

Для получения низких температур (до —70° С) можно применять полупроводниковые элементы, работающие на эффекте Пельтье.

Понижение температуры конденсирующей поверхности уменьшает упругость паров рабочей жидкости. Например, для воды при температурах +15; —78; —196°С упругость паров соответственно $2 \cdot 10^{3}$; $7 \cdot 10^{-2}$; 10^{-19} Па; для ртути при +18 и —196°С она составляет 10^{-1} и 10^{-30} Па.

Быстрота откачки единицы поверхности конденсирующих ловушек определяется разностью молекулярных потоков, ударяющихся N_1 и вылетающих N_2 с конденсирующей поверхности:

$$S = \frac{N_1 - N_2}{n_1} = n_1 \sqrt{\frac{kT_1}{2\pi m}} \times \times \left(1 - \frac{n_2}{n_1} \sqrt{\frac{T_2}{T_1}}\right), \quad (4.47)$$

что для $T_1 = 298$ К будет иметь вид

$$S = 116 \sqrt{\frac{29}{M}} \left(1 - \frac{p_2}{p_1} \sqrt{\frac{298}{T_2}}\right),$$

где n_1 и n_2 — молекулярные концентрации паров рабочей жидкости в газовой фазе и на конденсирующей поверхности; T_1 и T_2; p_1 и p_2 — температура и давление паров рабочей жидкости в газовой фазе и на конденсирующей поверхности; M — молекулярная масса рабочей жидкости, кг/кмоль.

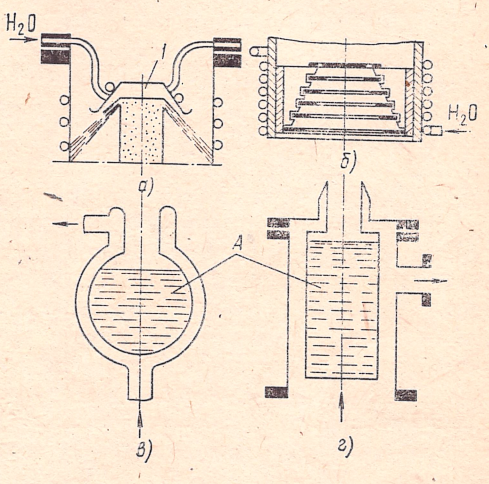


Рис. 4.39. Схемы конденсирующих ловушек:

а — отражательный колпачок; *б* — коническая дисковая; *в* — охлаждаемая жидким азотом стеклянная; *г* — металлическая, охлаждаемая жидким азотом

Конструкции конденсирующих металлических и стеклянных азотных ловушек показаны на рис. 4.39, *в, г*. Жидкий азот, охлаждающий конденсирующую поверхность, заливается в полость *А*.

На нагретых поверхностях диссоциирующих горячих ловушек углеводороды разлагаются на легкооткачиваемые газы: водород, окись углерода, углекислый газ и твердый углерод. Углерод осаждается на стенках ловушки, а легкие газы откачиваются пароструйными насосами. Диссоциирующие поверхности разогреваются прямым пропусканием электрического тока.

Работа электронных диссоциирующих ловушек основана на возбуждении или ионизации молекул рабочей жидкости в разряде с холодным или горячим катодом. Возбуждение увеличивает склонность молекул к диссоциации и последующей полимеризации на стенках ловушки. При достаточной энергии электронов сложные молекулы масла после взаимодействия могут распадаться на более легкие составляющие и углерод. Легкие составляющие откачиваются насосом, а углерод осаждается на стенках ловушки. Эффективность ловушек зависит от плотности электронного тока. Диссоциирующие ловушки могут использовать каталитическое разложение паров масла на окисленных металлических поверхностях.

Сорбционные ловушки поглощают пары масел поверхностями пористых адсорбентов: активированных углей, цеолитов, силикагелей и т. д. Адсорбенты должны быть очищены от посторонних веществ, адсорбированных в порах молекулярных размеров при обычных атмосферных условиях прогревом в вакууме при температуре около 300° С. Адсорбция паров масел на очищенных поверхностях осуществляется обычно при комнатной температуре и может происходить до тех пор, пока равновесное давление паров масла будет меньше допустимого. После этого ловушку необходимо регенерировать прогревом. Основные составляющие воздуха — азот и кислород при комнатной температуре адсорбируются в очень малых количествах.

Можно ориентировочно рассчитать срок службы сорбционной ловушки, принимая с запасом, что в ней поглощается весь обратный поток паров масла.

Воспользовавшись уравнением изотермы полимолекулярной адсорбции (3.26), равновесие давлений паров масла в ловушке запишем в следующем виде:

$$p = p_T \frac{c(\Theta - 1) + \sqrt{c^2(\Theta - 1)^2 + 4\Theta^2(c - 1)}}{2\Theta(c - 1)}, \qquad (4.48)$$

где p_T — давление насыщенных паров масла при рабочей температуре ловушки: $c = \exp\left(\frac{Q_a - E}{RT}\right)$; Θ — степень покрытия поверхности адсорбента мономолекулярным слоем.

Так как $\Theta = \frac{1}{a_m A}\int_0^t q\,dt$, где q — обратный поток паров масла; A — активная поверхность адсорбента, то при постоянном обратном потоке паров масла ($q = \text{const}$) легко определить срок службы ловушки:

$$t_c = a_m A \Theta_{max}/q.$$

Здесь Θ_{max} определяется из (4.48) при $p = p_{max}$; p_{max} — максимальное допустимое давление паров масла в откачиваемом объекте.

Конструктивная схема адсорбционной ловушки, показанная на рис. 4.40, состоит из корпуса *1*, нагревателя *2*, адсорбента *3*, отражателей *4*. Отражатели обеспечивают оптическую плотность ло-

вушки. Материалы, из которых изготовлена ловушка, должны допускать прогрев до 300—400° С. Адсорбент должен располагаться так, чтобы предотвратить миграцию паров масла в откачиваемый объект по стенкам ловушки. При проектировании ловушек следует конструктивными методами снижать ее тепловую инерцию, ухудшающую условия эксплуатации.

Общей проблемой проектирования ловушек любого типа является выполнение двух часто противоречивых требований: максимального защитного действия и наибольшей удельной проводимости. Защитное действие ловушек можно оценивать по степени уменьшения обратного потока рабочей жидкости или по степени оптической плотности, численно равной среднему числу соударений молекулы, прошедшей через ловушку, с ее защитными элементами. Повышение защитного действия обычно сопровождается снижением удельной проводимости ловушки. Задаваясь весовыми коэффициентами значимости этих параметров для соответствующего технологического процесса, можно выбрать оптимальные размеры защитных элементов ловушки (табл. 4.2).

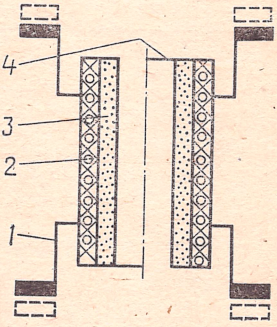


Рис. 4.40. Схема адсорбционной высоковакуумной ловушки

§ 4.5. Ионно-сорбционная откачка

Ионно-сорбционная откачка использует два способа поглощения газа: внедрение ионов в объем твердого тела под действием электрического поля и химическое взаимодействие откачиваемых газов с тонкими пленками активных металлов.

Высокоэнергетические ионы или нейтральные частицы, бомбардируя твердое тело, проникают в него на глубину, достаточную для их растворения. Этот способ удаления газа получил название *ионной откачки*. На рис. 4.41 показано равновесное распределение концентрации при ионной откачке в объеме неограниченной пластины толщины $2R$, расположенной внутри вакуумной камеры.

Максимальная удельная геометрическая быстрота ионной откачки может быть рассчитана по формуле

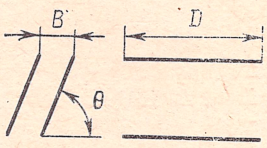
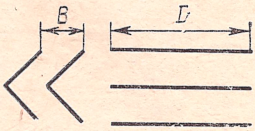
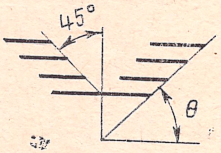
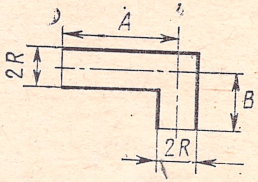
$$S_г = \mu N_+ / n = \mu i_+ / (nq), \qquad (4.49)$$

где μ — коэффициент внедрения ионов; $N_+ = i_+/q$ — удельная частота бомбардировки; i_+ — плотность ионного тока; q — элементарный электрический заряд; n — молекулярная концентрация газа.

Коэффициент внедрения учитывает частичное отражение и рассеивание, возникающие при ионной бомбардировке. Коэффициент внедрения сильно зависит от температуры тела и слабо — от плот-

Таблица 4.2

Защитные элементы ловушек

Наименование элемента	Схема	Соотношение оптимальных размеров	Удельная проводимость, л/(с·см²)
Жалюзный		$D/B>5$; $\theta=60°$	4,8
Шевронный		$D/B>5$; $\theta=60°$	3,16
Конический кольцевой		$\theta=60°$	4,5
Угловой		$A=B=3R$	3,27

ности тока и ускоряющего напряжения. Значение $\mu \to 1$ наблюдается для Ti, Zr при температурах 300—500 К.

Максимальное значение концентрации растворенного газа при ионной откачке можно определить из условия равновесия газовых потоков:

$$\mu N_+ = N_1 + N_2; \qquad (4.50)$$

$$N_1 = D\left(\frac{ds}{dx}\right)_1;\ N_2 = D\left(\frac{ds}{dx}\right)_2;$$

D — коэффициент диффузии молекул газа в твердом теле. Градиенты концентраций определяются следующими соотношениями:

$$\left(\frac{ds}{dx}\right)_1 = \frac{s_{max} - s_0}{h}; \left(\frac{ds}{dx}\right)_2 = \frac{s_{max} - s_0}{2R - h}.$$

Здесь $h = cE$ — глубина внедрения ионов; E — ускоряющее напряжение; s_{max} и s_0 — максимальная и начальная концентрации поглощенного газа.

Так как величина h мала по сравнению с $2R$ (поскольку константа c даже для легких газов не превышает 1,0 нм/кВ), то величиной N_2 в уравнении (4.50) можно пренебречь.

$$\mu N_+ \approx D\frac{s_{max} - s_0}{cE}.$$

Отсюда следует выражение для максимальной концентрации растворенного газа:

$$s_{max} = s_0 + \frac{\mu N_+ + cE}{D}.$$

Если величина s_{max}, рассчитанная по приведенной формуле, превышает максимально возможную в данных условиях растворимость газа в металле, то поглощенный газ начинает объединяться в пузырьки, вызывая разрыв металла. Это явление получило название «**блистер-эффекта**».

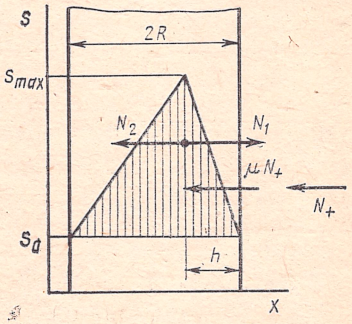


Рис. 4.41. Установившееся распределение концентрации в неограниченной пластине, бомбардируемой высокоэнергетическими ионами

В нержавеющей стали водородный «блистер-эффект» наблюдается при поглощении $3 \cdot 10^{-2}$ м$^3 \cdot$Па/см^2, что соответствует при быстроте откачки 10^{-2} м^3/(с$\cdot$см^2) и давлении $4 \cdot 10^{-6}$ Па приблизительно 300 ч непрерывной работы.

По известному значению s_{max} можно подсчитать общее количество газа, которое будет поглощено единицей поверхности:

$$a = (s_{max} - s_0) R.$$

Во время ионной бомбардировки среди многих физических процессов наблюдается распыление материала, сопровождающееся нанесением тонких пленок на электроды и корпус насоса. Сорбционная активность этих пленок используется для *хемосорбционной откачки*. Показателем активности пленки является теплота адсорбции поглощаемого газа на материале пленки.

Теплоты сорбции газов на металлических пленках Q_a при комнатной температуре и малых степенях заполнения поверхности сильно зависят от рода газа и составляют для H_2 — 19,3 кДж/моль; CO — 419; N_2 — 356; O_2 — 813; CO_2 — 461; Ar — 8,38; Kr — 16,8; Xe — 33,5 кДж/моль.

Все газы, кроме инертных, поглощаются за счет хемосорбции. Поглощения инертных газов пленками практически не происхо-

дит, что требует для их удаления применения вспомогательных средств откачки, наиболее удобным из которых является ионная откачка.

Наибольшее распространение в качестве распыляемого материала получили Ti, Zr, Ta, Ba, Mo, W, Hf, Er. В качестве примера приведем данные о сравнительной сорбционной емкости титановых пленок в $м^3 \cdot Па/мг$: $H_2 — 8 \cdot 10^{-2}$; $O_2 — 6 \cdot 10^{-3}$; $N_2 — 7 \cdot 10^{-4}$; $CO_2 — 10^{-3}$; $CO — 10^{-3}$; $H_2O — 7 \cdot 10^{-4}$.

Для повышения эффективности хемосорбционной откачки пленки часто напыляют из специальных испарителей независимо от ионной откачки. Причем напыление пленки на бомбардируемую ионами поверхность предотвращает ее распыление и обратное выделение поглощенного газа.

Быстрота поглощения газа пленкой S_0 зависит от ее материала, рода газа и температуры пленки. Для 1 $см^2$ титановой пленки при периодическом напылении S_0 для H_2 и N_2 равны при 77 К соответственно $26 \cdot 10^{-3}$ и $7 \cdot 10^{-3}$, а при 293 К — $15 \cdot 10^{-3}$ и 10^{-3} $м^3/(с \cdot см^2)$.

Поглощение газов пленками может носить поверхностный или объемный характер. При поверхностном поглощении на начальном участке сорбционной кривой количество сорбированного газа прямо пропорционально времени сорбции. Объемное поглощение происходит за счет диффузии газов в пленку, и количество поглощенного газа на начальном участке сорбционной кривой пропорционально корню квадратному из времени сорбции.

Поверхностный характер сорбции наблюдается обычно при низких температурах, объемный — при высоких. Титановая пленка при температурах выше 150 К водород поглощает объемно. Коэффициент диффузии водорода при температуре 220 К составляет 10^{-15} $см^2/с$, а при 300 К — $2 \cdot 10^{-14}$ $см^2/с$.

При поверхностном поглощении водорода на титановых пленках за счет каталитических реакций со свободным углеродом, растворенным в пленке, происходит выделение метана CH_4, образование которого прекращается только при низких температурах (< 77 К).

Такие газы, как N_2, O_2, CO и CO_2, начинают поглощаться объемно титаном только при температурах более 1000 К. Поглощение воды сопровождается выделением водорода.

Сорбционные характеристики пленок сильно зависят от условий их образования. Пленка, осажденная при низкой температуре, имеет пористую структуру, что приводит к значительному повышению скоростей поглощения газов.

Конструкция ионно-сорбционного насоса определяется типом испарителя, конфигурацией электродов и способом подачи напряжения.

Испарители бывают *прямонакальные, подогревные, электронно-лучевые* и *дуговые*.

В качестве прямонакального испарителя (рис. 4.42, *а*) используется биметаллическая проволока с молиб-

деновым керном, на который иодидным способом осажден слой титана.

Испаритель с лучистым нагревом (рис. 4.42, *б*) представляет собой сферическую оболочку из активного материала, внутри которой вставлен проволочный нагреватель. Максимальная рабочая температура таких испарителей титана составляет 1150° С, что обеспечивает максимальную скорость испарения 1 мг/с.

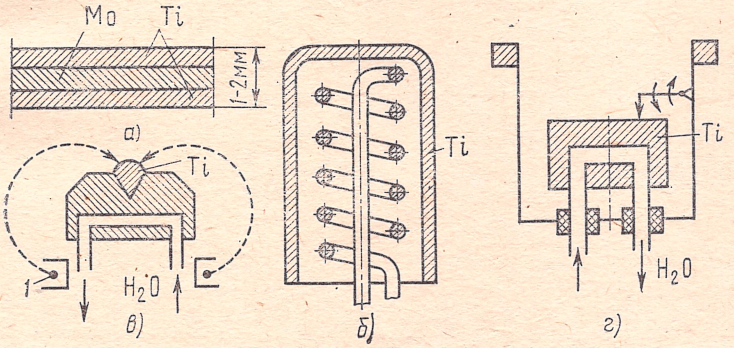


Рис. 4.42. Конструкции испарителей:
а — прямонакальный; *б* — подогревный; *в* — электронно-лучевой; *г* — дуговой

Электронно-лучевой испаритель (рис. 4.42, *в*) представляет собой электронную пушку с вольфрамовым катодом *1*, помещенную в поперечное магнитное поле. Магнитное поле позволяет разместить пушку вне зоны нанесения активного материала. Между пушкой и мишенью прикладывается ускоряющее напряжение в несколько тысяч вольт. Максимальная скорость испарения из жидкой фазы может достигать 30 мг/с.

В дуговых испарителях (рис. 4.42, *г*) активный материал распыляется в катодном пятне дуги постоянного тока. Катодное пятно хаотически перемещается по поверхности охлаждаемого водой катода из титана. Плотность тока в пятне достигает 10^6 А/см^2. Дуга горит в парах испаряемого материала, что позволяет поддерживать разряд даже в условиях сверхвысокого вакуума. Возбуждение дуги происходит, например, при коротком замыкании подвижного электрода. Питание дуги осуществляется от источника постоянного тока с $U = 30 \div 50$ В и током 120—180 А. Максимальное давление запуска не превышает 7 Па. При больших давлениях анодное пятно становится неподвижным и может расплавить стенку насоса. Скорость испарения в дуговых испарителях может достигать 20 мг/с.

В насосах испарительного типа, не имеющих устройств для ионной откачки, предельное давление составляет обычно 10^{-7} Па. Охлаждение активной пленки до температуры жидкого азота снижает предельное давление до 10^{-11} Па.

Верхний предел рабочих давлений, равный 10^{-2} Па, лимитируется образованием во время работы испарителя окислов, нитридов и карбидов на поверхности активного материала, что приводит к уменьшению скорости испарения. Максимальная быстрота действия выпускаемых промышленностью насосов такого типа, достигает $2 \cdot 10^5$ л/с при откачке водорода. Применение испари-

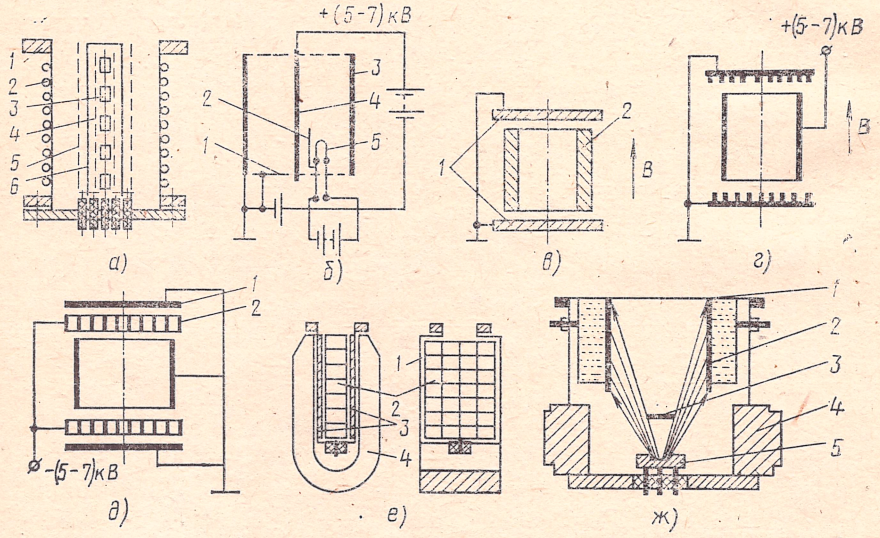


Рис. 4.43. Конструкции ионно-сорбционных насосов

тельных насосов неэффективно при откачке продуктов органического происхождения и инертных газов.

Большое распространение получили *ионно-сорбционные насосы,* которые используют одновременно поглощение газов хемосорбцией и ионной откачкой. Эти насосы можно разделить на две группы: *насосы с независимым и саморегулирующимся распылением активного материала.*

Пример конструкции насоса с независимым распылением активного материала представлен на рис. 4.43, *а.* Насос состоит из корпуса *1,* холодильника *2,* распылителя *3,* управляющей сетки *4,* ионизирующей анодной сетки *5,* катода *6.* Электроны, вылетающие из термокатода, направляются на распылитель и анодную сетку, к которым приложено положительное напряжение в несколько сотен вольт. Электронная бомбардировка распылителя разогревает его до температуры испарения находящегося на нем активного металла. При этом электроны, направляющиеся к ионизующей анодной сетке, совершают до попадания на нее несколько колебаний, ионизируя путем соударения молекулы остаточных газов. Сетка *4* служит для поддержания постоянства эмиссионного тока в случае временного отравления катода.

Ионизированный газ хорошо сорбируется активным металлом, напыленным на поверхность стенки корпуса, и ионной откачкой — путем внедрения положительных ионов в материал стенок корпуса. Основные характеристики насосов такого типа приведены на рис. П.4 и в табл. П.6.

Другим способом расположения электродов, приводящим к эффективной ионизации газов и ионной откачке, является конструкция *орбитронного насоса* (рис. 4.43, *б*). Электроны, эмиттируемые небольшим вольфрамовым катодом *5*, под действием положительного потенциала анода *4* направляются в пространство ионизации между концентрично расположенными анодом *4* и коллектором ионов *3*. Одновременно благодаря наличию присоединенного к катоду специального электрода *2* электронам сообщаются касательные скорости, обеспечивающие движение электронов по круговым траекториям, что в несколько тысяч раз увеличивает пробег электрона по сравнению с расстоянием между катодом и анодом. Положительные ионы, образовавшиеся в результате ионизации остаточных газов, под действием ускоряющего поля внедряются в коллектор ионов, которым может служить корпус *1* насоса. Одновременно с анода, разогретого до температуры испарения электронной бомбардировкой, активный материал напыляется на коллектор ионов, что обеспечивает хемосорбционное поглощение откачиваемого газа и «растворение» поглощенных молекул.

Недостатком этих насосов является то, что скорости распыления активного металла и производительность откачки в таких насосах независимы друг от друга. Это часто приводит к непроизводительному расходу активного металла.

Саморегулирование скорости распыления обеспечивается в *магниторазрядном насосе* (рис. 4.43, *в*), который состоит из двух катодов *1*, цилиндрического анода *2*, находящихся в магнитном поле с индукцией *B*. Магнитное поле направлено по оси анода. Анод имеет положительный относительно катодов потенциал 5—7 кВ. В диодном магниторазрядном насосе, имеющем бо́льшую производительность (рис. 4.43, *е*), анод *2* выполнен в виде сотовой рамки, каждая ячейка которой вместе с катодами *3*, прикрепленными к корпусу *1*, соответствует вместе с магнитом *4* предыдущей схеме.

Откачиваемые газы ионизируются электронами, появляющимися за счет автоэлектронной эмиссии из катода, и вторичными электронами, возникающими при бомбардировке катода ионами откачиваемого газа.

Напряженность магнитного поля подбирается таким образом, чтобы радиус траектории электронов был меньше радиуса анода. При этом общая длина траектории электрона до его попадания на анод сильно увеличивается, что ведет к возрастанию вероятности ионизации остаточных газов.

Положительные ионы, слабо отклоняющиеся магнитным полем, бомбардируют катод и распыляют активный металл, который

осаждается на аноде. Один ион выбивает в среднем один атом активного материала, что и обеспечивает саморегулируемую скорость распыления при работе насоса.

Активные газы химически взаимодействуют с распыляемыми атомами материала катода и осаждаются на анод в виде химических соединений. Инертные газы откачиваются за счет ионной откачки: положительные ионы внедрением в материал катода, отрицательные ионы и высокоэнергетические нейтральные частицы — на аноде. Основное количество инертных газов откачивается на аноде, так как из катода наблюдается реэмиссия поглощенных газов в процессе их распыления.

Для повышения эффективности распыления активного материала применяются схемы *диодных магниторазрядных насосов с ребристыми катодами* (рис. 4.43, *г*) и *триодная* схема (рис. 4.43, *д*) с сетчатым катодом *2*. Распыление активного материала в этих насосах ведется с больших поверхностей при малых углах падения ионов. В триодном насосе распыление ведется дополнительно на коллектор *1* (корпус насоса), который не бомбардируется положительными ионами.

Магниторазрядные насосы обладают заметной избирательностью в процессе откачки. Быстрота действия этих насосов при откачке водорода в 3 раза выше, а кислорода в 2 раза ниже, чем азота.

Быстрота действия при откачке инертных газов в диодных насосах составляет для гелия 10%, неона 4, аргона, криптона и ксенона 1—2% от быстроты действия при откачке азота. В конструкциях насосов триодного типа и в насосах с ребристыми катодами быстрота действия при откачке аргона повышается соответственно до 25 и 10% от быстроты действия при откачке азота.

При длительной откачке аргона в насосе может возникнуть аргонная нестабильность, сопровождающаяся периодическими колебаниями давления.

Магнитная система насосов по соображениям экономичности и надежности выполняется на постоянных магнитах из феррита бария (2БА, 3БА), сплава железа с кобальтом ЮНДК35Г5 и сплава кобальта с самарием. Максимальная температура обезгаживания этих магнитов соответственно 150; 500; 150° С. Предельное давление магниторазрядных насосов 10^{-8}—10^{-10} Па.

Для облегчения зажигания разряда в насосах при работе в сверхвысоком вакууме используется тригерное устройство на основе радиоактивных изотопов с электронным умножителем.

Верхний предел рабочих давлений определяется перегревом электродов насоса. При давлениях более 10^{-3} Па длительная работа насоса возможна лишь при дополнительном охлаждении его электродов. Кратковременная работа насоса при его запуске возможна от давления $\sim$1 Па.

Наличие загрязнений на электродах насоса, особенно органических, уменьшает быстроту действия насоса и ухудшает предельное давление, поэтому предварительная откачка этих насосов

должна обеспечиваться безмасляными средствами откачки. Характеристики магниторазрядных насосов, выпускаемых промышленностью, приведены в табл. П.12, 13.

Магниторазрядными насосами трудно обеспечить большую быстроту откачки из-за малой проводимости корпуса насоса, находящегося в магнитном зазоре. В связи с этим получили распространение *комбинированные насосы* (рис. 4.43, *ж*). Испаритель *5*, распыляющий активную пленку на охлаждаемые экраны *2*, обеспечивает основную быстроту откачки химически активных газов. Экран *3* защищает откачиваемый объект, подключаемый к насосу через фланец *1*, от проникновения паров испаряемого материала. Встроенные магниторазрядные насосы *4* откачивают в основном инертные газы.

Массовая удельная быстрота действия комбинированных насосов 0,1 кг/(л/с), в то время как для магниторазрядных насосов она равна 0,4 кг/(л/с). Характеристики современных магниторазрядных насосов приведены на рис. П.4 и в табл. П.7.

§ 4.6. Криогенная откачка

Криогенная откачка может осуществляться за счет *конденсации* или *адсорбции*.

Криоконденсационная откачка возможна при условии, что давление откачиваемого газа в вакуумной системе выше давления его насыщенных паров в насосе (рис. 4.44). В связи с тем, что теплоты конденсации обычно меньше теплот адсорбции, криоконденсация по сравнению с криоадсорбцией наблюдается при более низких температурах, что затрудняет ее техническую реализацию. Преимуществом криоконденсации является возможность получения теоретически максимальных значений быстроты откачки на единицу охлаждаемой поверхности. Для охлаждения конденсирующей поверхности часто используются сжиженные газы (табл. 4.3).

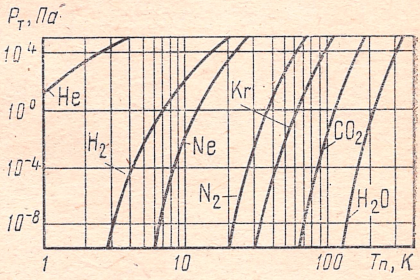


Рис. 4.44. Зависимости давления насыщенных паров некоторых газов от температуры поверхности

Массовый поток газа, падающий на единицу поверхности криопанели в единицу времени, равен произведению N_q из (1.11) на массу молекулы газа и может быть представлен в виде

$$Q_1 = p_г \sqrt{\frac{M}{2\pi R T_г}}, \qquad (4.51)$$

где $p_г$ и $T_г$ — давление и температура газа.

Таблица 4.3

Параметры сжиженных газов

Параметры	N_2	Ne	H_2	He
Температура кипения при атмосферном давлении, К	77,3	27,2	20,4	4,2
Теплота парообразования, кДж/л	162	102	31,7	2,7
Плотность в жидком состоянии, г/см³	0,81	1,18	0,07	0,13
Скорость испарения при тепловой нагрузке 1 Вт, л/ч	0,021	0,035	0,16	1,4

Воспользуемся выражением для скорости испарения, определяемой через скорость конденсации при давлении насыщенных паров, $p_т$, тогда

$$Q_2 = p_т \sqrt{\frac{M}{2\pi R T_п}}, \qquad (4.52)$$

где $T_п$ — температура криоповерхности.

Принимая во внимание, что плотность газа $\rho = p_г M/(RT_г)$, запишем выражение для быстроты конденсационной откачки с учетом выражений (4.51) и (4.52):

$$S_к = \frac{Q_1 - Q_2}{\rho} = 3{,}64 \sqrt{\frac{T_г}{M}} \left(1 - \frac{p_т}{p_г} \sqrt{\frac{T_п}{T_г}}\right). \qquad (4.53)$$

При $p_г \gg p_т$ получаем выражение для теоретической максимальной быстроты действия криоконденсационного насоса, определяемой только скоростью конденсации:

$$S_{max} = 3{,}64 \sqrt{T_г/M}.$$

Величина S_{max} [м³/(с·м²)] имеет в зависимости от температуры и рода газа следующие значения: при Т = 293 К и 78 К соответственно для N_2 — 118 и 61; O_2 — 110 и 57; Ne — 139 и 72; H_2 — 442 и 228.

На рис. 4.45 приведена удельная быстрота откачки азота, имеющего температуру 293 К в зависимости от давления и температуры криоповерхности.

Предельное давление криоконденсационной откачки зависит от температуры поверхности криосадка, на которой происходит конденсация откачиваемого газа. Коэффициенты теплопроводности λ [Вт/(см·К)] и плотность газов в твердом состоянии $\rho_т$ [г/см³] имеют соответственно следующие значения: N_2—10^{-3} и 0,95; H_2—10^{-2} и 0,08; CH_4—$8 \cdot 10^{-4}$ и 0,52; Ar — $2 \cdot 10^{-2}$ и 1,69; Kr — $2 \cdot 10^{-2}$ и 2,96; Ne — 10^{-2} и 1,44.

Предельное давление криоконденсационной откачки определяется из уравнения (4.53) при $p_г = p_{пр}$ и $S_к = 0$

$$p_{пр} = p_т \sqrt{T_п / T_г}. \qquad (4.54)$$

Значение предельного давления может возрастать с повышением температуры поверхности криоосадка $T_п$ и увеличением его толщины

$$h = \frac{Gt}{A\rho_T},$$

где G — производительность насоса; t — время его работы; A — площадь конденсирующей поверхности.

При откачке азота с производительностью 10^{-2} м³·Па/с на площади 0,1 м² за 10^6 с образуется слой конденсата толщиной 1,5 мм.

Уравнение теплового баланса на поверхности криоосадка можно записать в следующем виде:

$$H = \lambda \frac{T_к - T_п}{h}. \qquad (4.55)$$

Здесь H — суммарный тепловой поток на единицу поверхности криоосадка; $T_п$ и $T_к$ — температуры хладоагента и поверхности криоосадка. Решая (4.55) относительно $T_к$, получим

$$T_к = T_п + Hh/\lambda.$$

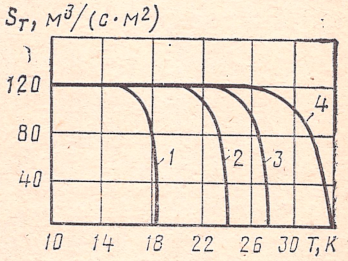


Рис. 4.45. Зависимость удельной быстроты откачки азота от температуры криоповерхности при давлениях:

1 — 10^{-10} Па; *2* — 10^{-6} Па; *3* — 10^{-4} Па; *4* — 10^{-1} Па

Для $H = 50$ Вт/м² после образования криоосадка азота толщиной 1,5 мм превышение температуры криоповерхности над температурой хладоагента составит 0,75 К.

Используя зависимость давления насыщенного пара от температуры $\ln p_T = M - N/T_к$, уравнение (4.54) можно записать в виде

$$p_{пр} = \sqrt{\frac{T_п}{T_г}} \exp\left(M - \frac{N\lambda}{T_п\lambda + Hh}\right),$$

где M и N — константы.

Криоадсорбционная откачка осуществляется путем адсорбции газов на охлажденных поверхностях. Равновесное давление откачиваемых газов определяется изотермами адсорбции (3.28), устанавливающими связь между количеством поглощенного газа и давлением при постоянной температуре. Достаточное для использования в вакуумных насосах количество адсорбированного газа наблюдается уже при температуре его кипения при атмосферном давлении.

Уравнение материального баланса при криоадсорбционной откачке неподвижным адсорбентом может быть записано в следующем виде:

$$p_0 v + K_{T1} p_0 + \int_0^t q_1 dt = p_1 v \frac{T_1}{T_2} + K_{T2} p_1, \qquad (4.56)$$

где p_0 и p_1 — начальное и конечное давления; $v = V_к/V_а$ — объемная нагрузка насоса; $V_к$ — объем откачиваемого объекта; $V_а$ — объем адсорбента в насосе; q_1 — суммарная производительность газовыделения и натекания на единицу объема адсорбента; T_1 и T_2 — рабочая температура насоса, $T_2 < T_1$; K_{T1} и K_{T2} — коэффициенты адсорбируемости газа при температурах T_1 и T_2.

Если $\int_0^t q dt \ll p_0 v + K_{T1} p_0$, тогда

$$p_1 = p_0 \frac{v + K_{T1}}{v T_1/T_2 + K_{T2}}. \qquad (4.57)$$

Для обычных вакуумных систем ($V_к = 50$ л; $V_а = 1$ л) $v = 50$. При откачке азота от атмосферного давления активным углем СКТ-2Б при $T_1 = 293$ К, $K_{293} = 10^2$ и при $T_2 = 77$ К, $K_{77} = 2 \cdot 10^7$, получим $p_1 = 7{,}6 \cdot 10^{-1}$ Па.

Подбирая температуру десорбции, можно обеспечить, чтобы $K_{T1} \ll v \ll K_{T2}$, тогда:

$$p_1 \approx p_0 \frac{v}{K_{T2}}. \qquad (4.58)$$

Допустим, что к откачиваемому объекту параллельно подключено n адсорбционных насосов, для каждого из которых и для всех вместе выполняются условия, указанные для уравнений (4.56—4.58). Тогда, включая их последовательно для откачки насосов последующих ступеней и камеры объекта, осуществим многоступенчатую откачку, для которой конечное давление

$$p_n = p_0 \left(\frac{v}{K_{T2}} \right)^n.$$

Для $n = 3$, $v = 50$ и $p_0 = 10^5$ Па при откачке азота $K_{77} = 10^7$ получим для p_n значение 10^{-11} Па.

Рассмотрим случай, когда интегралом в уравнении (4.56) пренебречь нельзя. Принимая $q_1 = \text{const}$, получим выражение для конечного давления:

$$p_1 = p_0 \frac{v + K_{T1}}{v + K_{T2}} + \frac{q_1 t}{v + K_{T2}}. \qquad (4.59)$$

Быстрота откачки единицы объема адсорбента будет равна:

$$S_1 = S_{\max} \left(1 - \frac{p_1}{p} \right), \qquad (4.60)$$

где S_{max} — максимальная быстрота откачки, зависящая от геометрии насоса и свойств адсорбента.

Подставляя (4.59) в (4.60) с учетом того, что $q_1 = S_1 p$, получим

$$S_1 = \frac{v + K_{T2} - (v + K_{T1})\, p_0/p}{[(v + K_{T2})/S_{max}] + t}.$$

Начальное значение быстроты откачки при $t = 0$ и $p = p_0$

$$S_0 = S_{max}\left(1 - \frac{v + K_{T1}}{v + K_{T2}}\right).$$

Быстрота откачки уменьшается вдвое при $t_{0,5} = (v + K_{T2})/S_{max}$, что видно из рис. 4.46.

Форвакуумные адсорбционные насосы целесообразно делать с неподвижным адсорбентом. Однако при работе в высоком вакууме при малых начальных давлениях из-за нестабильности рабочих характеристик целесообразно переходить к непрерывной адсорбционной откачке с движущимся адсорбентом.

Количество поглощаемого и десорбированного газа в неравновесном состоянии определяется решением нестационарного уравнения диффузии:

$$\frac{\partial a}{\partial t} = D\frac{\partial^2 a}{\partial x^2} \qquad (4.61)$$

при начальных и граничных условиях: $a(0, x) = a_0$; $a(t, R) = a_R$; $\partial a(t, 0)/\partial x = 0$. При адсорбции $a_R = a_m$, при десорбции $a_R = a_p$.

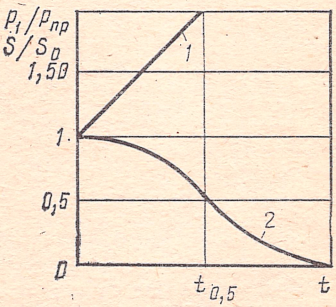


Рис. 4.46. Зависимость относительного давления $p_i/p_{пр}$ (*1*) и быстроты откачки S/S_0 (*2*) в адсорбционной откачной системе с неподвижным адсорбентом от времени откачки

Решение уравнения (4.61) можно представить в следующем виде:

$$a = (a_R - a_0)\left(1 - \frac{6}{\pi^2}\sum_{k=1}^{\infty}\frac{1}{k^2}\exp(-k^2\pi^2\tau)\right) = (a_R - a_0)\,\vartheta.$$

При малых $\tau = Dt/R^2 < 2\cdot 10^{-2}$

$$\vartheta = \left(1 - \frac{6}{\pi^2}\sum_{k=1}^{\infty}\frac{1}{k^2}\exp(-k^2\pi^2\tau)\right) = 6\sqrt{\frac{\tau}{\pi}}.$$

Быстрота непрерывной адсорбционной откачки

$$S_н = S_{max}\left(1 - \frac{K_{T1}p_2}{K_{T2}p_1}\right)\vartheta, \qquad (4.62)$$

где $S_{max} = v_л F K_{T2}$; $v_л$ — скорость транспортирования адсорбента,

F — площадь поперечного сечения адсорбционного слоя. Для $v_л = 0{,}1$ см/с; $F = 1$ см^2; $K_{T2} = 10^7$ получим $S_{max} = 10^3$ л/с.

Поскольку предельное давление $p_{пр} = p_1$ при $S_н = 0$, запишем из уравнения (4.62):

$$p_{пр} = p_2 \frac{K_{T1}}{K_{T2}},$$

что для угля СКТ-2Б при $K_{T1} = 10^2$, $K_{T2} = 10^7$ дает величину $p_{пр} = 10^{-5}\, p_2$.

Характерная зависимость $S_н = f(v_л)$ для насосов непрерывного действия представлена на рис. 4.47.

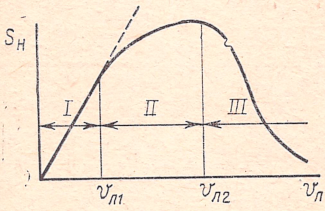


Рис. 4.47. Зависимость быстроты действия адсорбционного насоса непрерывного действия от скорости транспортирования адсорбента

В первом режиме $\vartheta = 1$ до тех пор, пока $\tau_a \geqslant 0{,}4$:

$$v_{л1} \leqslant \frac{Dl_a}{0{,}4R_a^2},$$

где l_a — длина камеры адсорбции; $R_э$ — радиус частицы адсорбента. Быстрота откачки $S_н = S_{max}$ пропорциональна $v_л$.

Во втором режиме адсорбент не успевает насыщаться откачиваемым газом, $\vartheta < 1$ и быстрота действия насоса пропорциональна $\sqrt{v_л}$:

$$S_н = \frac{3{,}4Fk_{T2}}{R_a} \sqrt{Dl_a v_л} \left(1 - \frac{Kp_2}{K_{T2}p_1}\right).$$

Третий режим начинается со скорости $v_{л2}$, определяемой температуропроводностью адсорбента a и безразмерным временем охлаждения $F_o = 0{,}8$

$$v_{л2} = al_{ox}/(R_{сл}^2 \cdot 0{,}8),$$

где l_{ox} — длина камеры охлаждения; $R_{сл}$ — характерный размер слоя.

При скоростях транспортирования больших $v_{л2}$ адсорбент не успевает охлаждаться и быстрота откачки насоса резко падает. Таким образом $v_{л2}$ является оптимальной скоростью транспортирования.

Рассмотрим основные конструктивные варианты криоадсорбционных насосов. Для работы в области низкого вакуума используются насосы *погружного типа* (рис. 4.48, *а*), а для работы в высоком вакууме — *заливного типа* (рис. 4.48, *б*). Адсорбент *1* для предотвращения загрязнения и улучшения условий охлаждения помещается внутри пористого металлического фильтра *2*. Нагреватель *3* служит для регенерации адсорбента после его насыщения откачиваемым газом. Разница в конструкции насосов погружного и заливного типов состоит в том, что сосуд Дьюара *4* для размещения хладоагента *5* в насосах погружного типа вы-

полняется съемным, а в насосах заливного типа в качестве теплоизоляции между стенками насоса и сосудом с хладоагентом используется вакуум, создаваемый самим насосом. Первая схема получила распространение для форвакуумных, а вторая — для высоковакуумных насосов.

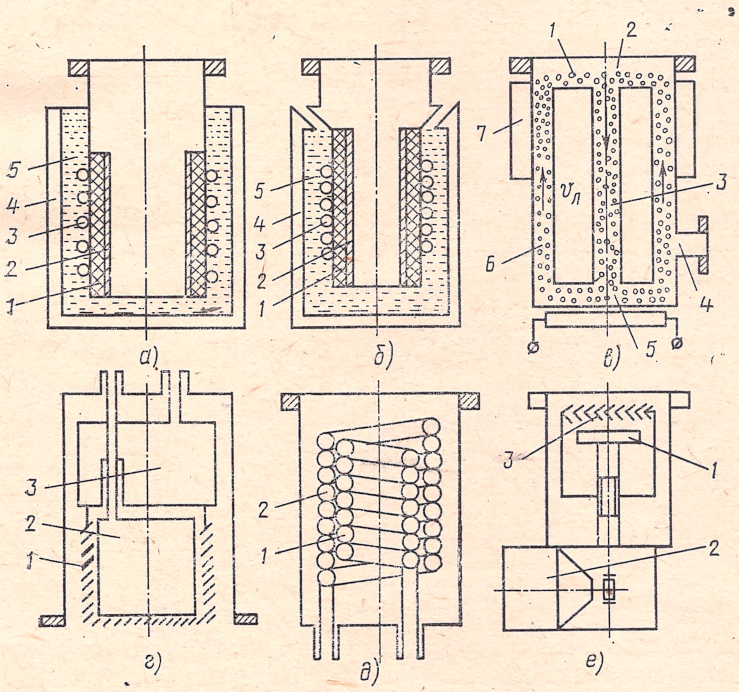


Рис. 4.48. Конструктивные схемы криогенных насосов

Схемы криоадсорбционных насосов с неподвижным адсорбентом конструктивно просты, но требуют дополнительной арматуры для обеспечения непрерывного процесса откачки, имеют высокие эксплуатационные расходы хладоагента и электроэнергии на изменение температуры не только самого адсорбента, но и корпуса насоса. Характеристики промышленных адсорбционных насосов приведены в табл. П.8.

Схема криоадсорбционного насоса с движущимся адсорбентом (рис. 4.48, *в*) обеспечивает постоянство быстроты откачки и предельного давления независимо от времени работы насоса. Адсорбент *1* движется по замкнутому контуру с линейной скоростью $v_л$, проходя на своем пути камеру адсорбции *2*, шлюз *3*, нагреватель *5*, камеру десорбции *4*, шлюз *6*, холодильник *7*, и вновь попадает в камеру адсорбции *2*.

Криоконденсационные насосы заливного типа имеют конструктивную схему рис. 4.48, *г*. В полость *2* заливается низкотемпературный хладоагент (жидкий гелий или водород), а в полость *3* —

высокотемпературный хладоагент (жидкий азот). Экраны *1* защищают поверхность сосуда с жидким гелием от излучения стенок насоса, не препятствуя проникновению откачиваемого газа к охлажденной поверхности. Очень часто криоконденсационные насосы используют адсорбционный способ поглощения неконденсирующихся газов, для чего поверхность сосуда с низкотемпературным хладоагентом покрывается при изготовлении насосов адсорбентом в виде пористой окисной пленки (или в процессе работы насоса на ней осаждается пористый слой хорошо конденсируемых газов).

Криоконденсационные насосы испарительного типа (рис. 4.48, *д*) имеют криопанели в виде змеевиков, по которым циркулируют пары хладоагента, испаряющегося из сосуда Дьюара. Циркуляция может осуществляться за счет создания избыточного давления в сосуде Дьюара или всасывающего действия механического вакуумного насоса. Испаряющийся в криопанели *1* хладоагент используется для охлаждения внешнего экрана *2*, защищающего криопанель от излучения стенок насоса.

Криосорбционные насосы могут снабжаться автономными криогенераторами (рис. 4,48, *е*), в которых криопанель *1* охлаждается от автономной газовой машины *2*, а экран *3* служит для уменьшения притока тепла к криопанели.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что дает перепуск газа в объемных насосах?
2. Зачем напускается балластный газ в объемные насосы?
3. В чем заключается принцип действия молекулярных насосов?
4. Как влияет род откачиваемого газа на быстроту действия турбомолекулярного насоса?
5. В чем состоит различие между эжекторными и диффузионными пароструйными насосами?
6. Для чего применяются фракционирующие устройства в пароструйных насосах?
7. Как увеличить быстроту действия магниторазрядных насосов при откачке инертных газов?
8. В чем заключается саморегулирование скорости распыления активного материала в ионно-сорбционных насосах?
9. Чем вызвано ухудшение характеристик криоконденсационного насоса по мере увеличения количества откачанного газа?
10. С чем связано наличие оптимальной скорости транспортирования адсорбента в криоадсорбционных насосах?

Глава 5
ИЗМЕРЕНИЕ ОБЩИХ ДАВЛЕНИЙ

§ 5.1. Классификация методов и приборов для измерения общих давлений

Область давлений, используемая в современной вакуумной технике, 10^5—10^{-12} Па. Измерение давлений в таком широком диапазоне, естественно, не может быть обеспечено одним прибором. В практике измерения давления разреженных газов применяются различные типы преобразователей, отличающиеся по принципу действия и классу точности.

Рис. 5.1. Диапазоны рабочих давлений вакуумметров

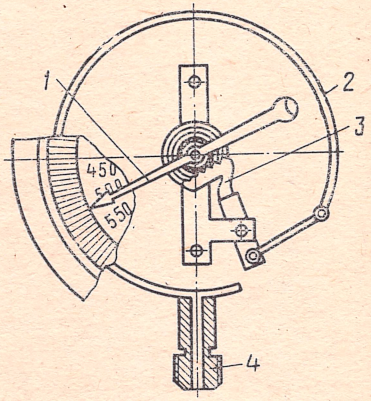


Рис. 5.2. Трубка Бурдона

Приборы для измерения общих давлений в вакуумной технике называются **вакуумметрами.** Они обычно состоят из двух частей — *манометрического преобразователя* и *измерительной установки.* По методу измерения вакуумметры могут быть разделены на *абсолютные* и *относительные.* Показания абсолютных приборов не зависят от рода газа и могут быть заранее рассчитаны. В приборах для относительных измерений используют зависимость параметров некоторых физических процессов, протекающих в вакууме, от давления. Они нуждаются в градуировке по образцовым приборам. Вакуумметры измеряют общее давление газов, присутствующих в вакуумной системе. На рис. 5.1 показаны диапазоны рабочих давлений различных типов вакуумметров.

§ 5.2. Механические преобразователи

Трубка Бурдона (рис. 5.2) — манометр в виде спиральной трубки *2,* скручивающейся под действием атмосферного давления в случае откачки внутренней полости за счет разных радиусов

кривизны, а следовательно, и площадей наружной и внутренней поверхностей трубки.

Подсчитаем силы F_1 и F_2, действующие на наружную и внутреннюю поверхности:

$$F_1=(p_{атм}-p)A_1;\ F_2=(p_{атм}-p)A_2,$$

где $p_{атм}$ — атмосферное давление; p — давление в трубке; A_1 и A_2 — площади наружной и внутренней поверхностей.

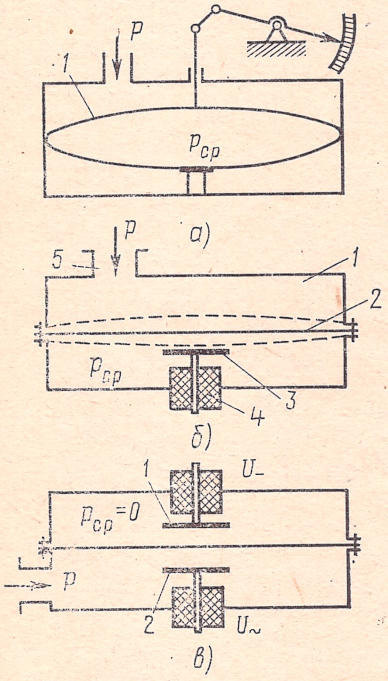


Рис. 5.3. Мембранные преобразователи

Измерительное уравнение связывает между собой перемещение конца трубки x и разность давлений $p_{атм}-p$ соотношением

$$\Delta F=F_1-F_2=(p_{атм}-p)(A_1-A_2)=Cx,$$

где C — жесткость трубки.

Манометр измеряет давления в пределах 10^5—10^3 Па. Измерение давлений ниже 10^3 Па затруднено тем, что трубка при малой жесткости должна быть достаточно прочной, чтобы выдерживать атмосферное давление. Погрешность измерения равна 5% и ограничена упругим последействием трубки — медленным возвращением трубки в исходное положение после упругой деформации.

К вакуумной системе манометр подключается через штуцер *4*. Регистрация перемещения спиральной трубки обычно рычажно-стрелочная, когда конец спиральной трубки связан через зубчатый сектор *3* со стрелкой *1*.

Мембранные преобразователи различаются в зависимости от способа регистрации перемещения мембраны и метода измерения. В барометрах используется схема, показанная на рис. 5.3, *а*. Внутри герметичной полости, образованной мембранами *1*, создается сравнительное давление $p_{ср}$. Если измеряемое давление p не равно $p_{ср}$, то происходит деформация мембраны и перемещение стрелки, пропорциональное разности давлений:

$$(p_{ср}-p)=Kx,$$

где K — коэффициент пропорциональности.

Такой прибор измеряет разность давлений и поэтому называется *дифференциальным*.

На этом же принципе работает мембранный преобразователь (рис. 5.3, *б*), но в нем применен емкостный метод регистрации перемещения. Мембрана *2* в этом приборе герметично разделяет корпус *1* на две камеры, в одной из которых поддерживается сравнительное давление $p_{ср}$, а другая присоединяется патрубком *5* к вакуумной системе. Через изолятор *4* в камеру вводится электрод *3*, образующий с мембраной конденсатор, емкость которого является функцией давления. Этот преобразователь может измерять абсолютное давление в вакуумной системе, если $p_{ср} = 0$.

Мембранный преобразователь с двумя электродами (рис. 5.3, *в*) работает по нулевой методике измерения. На электрод *2* подается переменное напряжение, которое позволяет определить емкость и положение мембраны. На второй электрод *1* прикладывается постоянное напряжение, которое за счет электростатических сил возвращает мембрану к исходному положению, компенсируя воздействие разности давлений. Разность давлений в этом приборе пропорциональна квадрату постоянного напряжения, приложенного ко второму электроду.

Диапазон измерения мембранных преобразователей 10^5—10^{-1} Па. Однако так как линейность показаний сохраняется лишь при небольших деформациях мембраны, то один прибор может измерять давления, лежащие только в пределах 2—3 порядков.

Нижний предел измерения ограничивается температурными деформациями, минимальной жесткостью и прочностью мембраны. Преобразователи с электростатической компенсацией имеют более стабильные характеристики, так как мембрана в них практически не деформируется.

§ 5.3. Гидростатические преобразователи

Простейшими гидростатическими преобразователями являются **жидкостные манометры** с открытым и закрытым коленом. Измеряемая этими манометрами разность давлений p и $p_{ср}$ уравновешивается весом столба жидкости высотой h:

$$|p_{ср} - p| = g\rho h,$$

где g — ускорение земного притяжения; ρ — плотность жидкости.

Манометры с открытым коленом (рис. 5.4, *а*) удобнее для измерения давлений, близких к атмосферному. В этом случае $p_{ср} = p_{атм}$ и высота столба h минимальна. Показания такого манометра зависят от атмосферного давления.

В закрытом колене манометра (рис. 5.4, *б*) перед его заполнением получают давление $p_{ср} \approx 0$, что позволяет не-

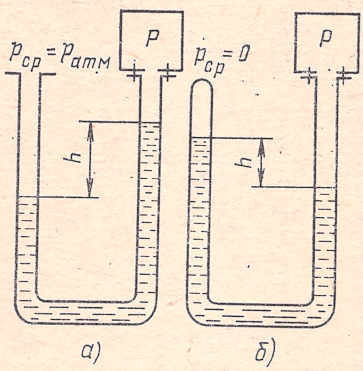


Рис. 5.4. Жидкостные манометры:
а — с открытым коленом; *б* — с закрытым коленом

посредственно измерять абсолютное давление газа в вакуумной системе. В этом случае показания прибора не зависят от атмосферного давления. Меньшие габариты при измерении малых давлений (менее $2 \cdot 10^4$ Па) имеет манометр с закрытым коленом.

В качестве рабочей жидкости для заполнения рассмотренных манометров применяют ртуть и масло. Масляные манометры имеют большую чувствительность, так как плотность масла примерно в 15 раз меньше плотности ртути. Однако масло хорошо растворяет газы, и перед работой требуется его тщательное обезгаживание.

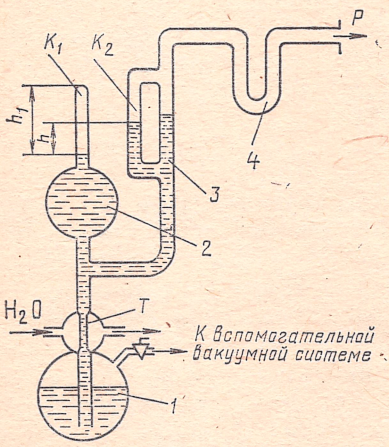


Рис. 5.5. Компрессионный манометр

Пределы измерения ртутных манометров 10^5—10^3 Па, а масляных 10^5—10^0 Па. Погрешность при отсчете уровня h может быть доведена до 0,1 мм. Более точное измерение уровня не имеет смысла из-за непостоянства величины поверхностного натяжения, колебаний плотности, температурных градиентов рабочей жидкости и т. д. Чувствительность манометров к перепаду давлений в основном ограничивается вязкостью самой жидкости.

Гидростатические манометры с предварительным сжатием газа называются *компрессионными*. Компрессионный манометр (рис. 5.5) состоит из измерительного баллона *2* с капилляром K_1, резервуара со ртутью *1*, соединительного трубопровода *3* с капилляром K_2. Через ловушку *4* манометр подключается к вакуумной системе. Баллон *2* перед началом измерений соединяется с вакуумной системой через трубку *3*. Из баллона *1* под давлением атмосферного воздуха ртуть поднимается вверх по трубке *T*, отключает баллон *2* от вакуумной системы и сжимает заключенный в баллоне газ до давления, которое можно непосредственно измерить по разности уровней ртути в закрытом и сравнительном капиллярах K_1 и K_2. После компрессии давление измеряется точно так же, как в случае обычного ртутного манометра с закрытым коленом.

Уравнение компрессионного манометра на основании закона Бойля — Мариотта имеет следующий вид:

$$pV_0 = (p + \rho g h)V, \qquad (5.1)$$

где p — измеряемое давление; V_0 — начальный объем сжимаемого газа; h — разность уровней в сравнительном и закрытом капиллярах; $V = \frac{\pi d_к^2}{4} h_1$ — конечный объем газа после сжатия; $d_к$ —

диаметр капилляров. Решая (5.1) относительно давления p, получим

$$p=\frac{\pi\rho g d_к^2 h h_1}{4\left(V_0-\pi d_к^2 h_1/4\right)}.$$

При условии, что $h_1\pi d_к^2/4$ значительно меньше V_0,

$$p=\frac{\pi d_к^2}{4V_0}hh_1. \qquad (5.2)$$

Если ртуть в закрытом капилляре манометра всегда поднимать до одного и того же уровня, то h_1 будет величиной постоянной и уравнение (5.2) можно записать как:

$$p=C_1h;\ C_1=\pi d_к^2 h_1/(4V_0).$$

Этот способ измерения давления называется **методом линейной шкалы.**

Для расширения пределов измерения можно пользоваться **методом квадратичной шкалы**, при котором сжатие в манометре производится так, чтобы ртуть в сравнительном капилляре K_2 всегда устанавливалась на одном уровне с запаянным концом закрытого капилляра K_1. При этом $h=h_1$. Тогда уравнение (5.2) можно записать:

$$p=C_2h^2;\ C_2=\pi d_к^2/(4V_0).$$

Диапазон измерения компрессионных манометров 10^1—10^{-3} Па. Трудности в измерении более низких давлений связаны с непостоянством капиллярной депрессии ртути (понижение уровня ртути в капилляре по сравнению с ее уровнем в сообщающемся с капилляром широком сосуде), откачивающим действием струи ртутного пара из манометра в ловушку; отличием формы конца запаянного капилляра от формы мениска ртути, что ограничивает минимальное значение h на уровне 5—10 мм. Кроме того, по технологическим соображениям диаметр капилляров не может быть взят меньше 1 мм, а объем измерительного баллона определяется прочностью стекла и обычно не превышает 1 л, что дает максимальное значение коэффициента компрессии $2{,}5\cdot10^5$.

Для измерения более высоких давлений требуется манометр с очень длинными (или переменными по сечению) капиллярами. В области давлений более 10 Па уже можно пользоваться обычными гидростатическими манометрами без предварительного сжатия газа. Для уменьшения откачивающего действия струи ртутного пара трубка T сделана в виде капилляра, охлаждаемого водой.

Компрессионный манометр относится к абсолютным приборам и используется в качестве образцового для градуировки других приборов. Его показания не зависят от рода газа.

Однако компрессионным манометром нельзя измерить давление паров тех веществ, у которых упругость насыщенных паров при температуре измерения меньше давления в измерительном

капилляре после сжатия; нельзя проводить непрерывное измерение давления. Недостатком манометра является также то, что он должен присоединяться к вакуумной системе через азотную ловушку.

§ 5.4. Тепловые преобразователи

Принцип действия тепловых преобразователей основан на зависимости теплопередачи через разреженный газ от давления. Передача тепла осуществляется от тонкой металлической нити к баллону, находящемуся при комнатной температуре. Металлическая нить нагревается в вакууме путем пропускания электрического тока.

Уравнение теплового баланса такого прибора можно представить в следующем виде:

$$I^2R = E_к + E_т + E_и + E_м, \tag{5.3}$$

где I — сила тока, проходящего через нить; R — сопротивление нити; $E_к$ $E_т$; $E_и$; $E_м$ — потери тепла соответственно за счет конвекции, теплопроводности газа, излучения нити и теплопроводности материала нити.

Конвективным теплообменом в области среднего и высокого вакуума можно пренебречь, т. е. $E_к \approx 0$, а потери тепла излучением

$$E_и = K_и (T_н^4 - T_б^4) A.$$

Здесь A — поверхность нити; $K_и$ — коэффициент излучения материала нити; $T_н$ и $T_б$ — температуры нити и баллона.

$$E_м = b(T_н - T_б) f,$$

b — коэффициент теплопроводности материала нити; f — сечение нити.

$$E_т = K_т'(T_н - T_б) A, \tag{5.4}$$

где $K_т' = Ap(p+B)$ — коэффициент теплопроводности газа. В области низкого вакуума $p \gg B$ и коэффициент теплопроводности газа не зависит от давления. Давление $p \approx B$, соответствующее переходу из среднего в низкий вакуум, является верхним пределом измерения теплового манометра. В области высокого вакуума, когда $p \ll B$, коэффициент теплопроводности пропорционален давлению и имеет вид

$$K_т' = \frac{A}{B} p = K_т p. \tag{5.5}$$

Измерительное уравнение теплового преобразователя с учетом уравнений (5 3), (5.4), (5.5) можно записать

$$p = \frac{I^2R - (E_и + E_м)}{K_т (T_н - T_б)}. \tag{5.6}$$

Для точного измерения давления необходимо, чтобы $E_т$ составляло значительную долю от $E_и+E_м$, т. е. сумма $E_и+E_м$ была бы существенно меньше мощности I^2R, выделяющейся в нити манометра. Поэтому условие $I^2R-(E_и+E_м)\geqslant 0{,}01\ I^2R$ определяет нижний предел измерения манометра.

Из уравнения (5.6) видно, что давление является функцией двух переменных: тока накала I и температуры нити $T_н$.

Существуют два метода работы тепловых манометров: *метод постоянной температуры нити* и *метод постоянного тока накала*. Градуировочные кривые теплового манометра, показанные на рис. 5.6 для обоих методов работы, представляют собой в средней части соответственно параболу и гиперболу. Концы градуировочных кривых у верхнего и нижнего предела измерения не описываются уравнением (5.6) и переходят в линии, параллельные оси давления.

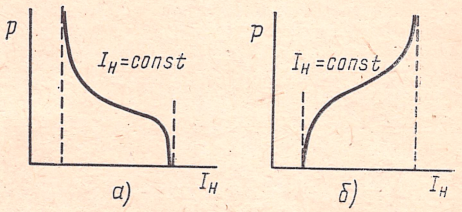


Рис. 5.6. Градуировочные кривые теплового преобразователя:

а — при постоянном токе накала; *б* — при постоянной температуре нити

Для расширения верхнего предела измерения теплового преобразователя следует уменьшать его габариты, что увеличивает отношение L/d и сдвигает границу низкого вакуума в сторону более высоких давлений.

Зависимость коэффициента конвективного теплообмена от давления используется для измерения давлений в области низкого вакуума. Недостатком этого способа является зависимость показания прибора от его положения в пространстве.

Нижний предел измерения тепловых преобразователей можно улучшить, уменьшая долю $(E_и+E_м)$ в сумме тепловых потерь нити. Это может быть достигнуто понижением температуры нити и уменьшением диаметра вводов, соединяющих нить с баллоном.

Показания тепловых преобразователей определяются соотношением $K_тp$ и зависят от рода газа. Преобразователь будет давать одинаковые показания при выполнении следующих условий: $p_1K_{т1}=p_2K_{т2}=\ldots=p_nK_{тn}$.

Выпускаемые промышленностью приборы проградуированы по сухому воздуху. Если необходимо измерить давление других газов, то нужно учитывать относительную чувствительность прибора к данному газу:

$$p_г=p_в\frac{K_{тв}}{K_{тг}}=p_вq_г, \qquad (5.7)$$

где $p_в$ и $K_{тв}$ — давление и коэффициент теплопроводности воздуха; $q_г=K_{тв}/K_{тг}$ — коэффициент относительной чувствительности.

Значения q_n для различных газов по отношению к воздуху могут отличаться в несколько раз и приведены в табл. 2.1.

Если преобразователь измеряет давление смеси газов, то его показания будут выражены в воздушном эквиваленте $p_в$:

$$p_1K_{т1}+p_2K_{т2}+\ldots+p_nK_{тn}=p_вK_{тв}. \qquad (5.8)$$

Так как из определения относительной чувствительности (5.7) следует, что

$$p_в=p_{см}/q_{см},$$

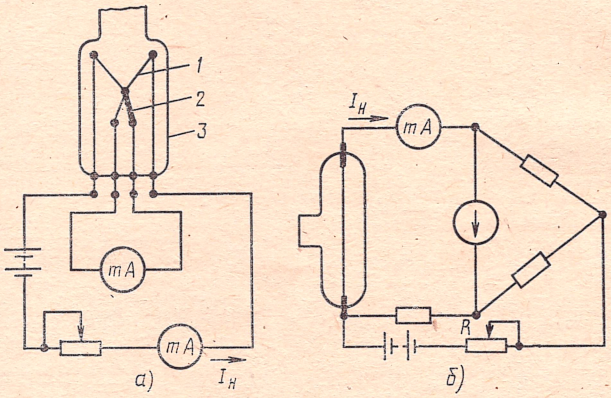


Рис. 5.7. Схемы тепловых преобразователей:
а — термопарного; *б* — преобразователя сопротивления

то выражение (5.8) можно записать в виде

$$p_{см}/q_{см}=p_1/q_1+p_2/q_2+\ldots+p_n/q_n.$$

Разделив обе части уравнения на $p_{см}$, получим

$$1/q_{см}=V_1/q_1+V_2/q_2+\ldots+V_n/q_n,$$

где V_1, ..., V_n — объемные концентрации соответствующих газов, причем $\sum_{i=1}^{n}V_i=1$. Таким образом, коэффициент относительной чувствительности для смеси газов определяется по формуле

$$1/q_{см}=\sum_{i=1}^{n}V_i/q_i. \qquad (5.9)$$

Тепловые преобразователи в зависимости от способа измерения температуры делятся на *термопарные* и *преобразователи сопротивления*.

В термопарном преобразователе (рис. 5.7, *а*) температура нити *1* измеряется термопарой *2*. Электроды располо-

жены в стеклянном или металлическом баллоне *3*, имеющем патрубок для подключения к вакуумной системе. Термо-эдс термопары измеряется милливольтметром, ток накала нити регулируется реостатом и измеряется миллиамперметром.

В преобразователе сопротивления для измерения температуры используется зависимость сопротивления нити от температуры. Он включается в мостовую схему (рис. 5.7, *б*). Ток накала нити $I_н$ измеряется миллиамперметром, включенным в то же плечо моста, что и преобразователь, а температура нити — по току гальванометра в измерительной диагонали моста. Ток накала регулируется реостатом R.

Оба преобразователя могут работать как в режиме постоянного тока накала, так и в режиме с постоянной температурой нити.

Преимуществом тепловых преобразователей является то, что они измеряют общее давление всех газов и паров, присутствующих в вакуумной системе, и обеспечивают непрерывность измерения давления. Инерционность показаний, связанная с тепловой инерцией нити, изменяется от нескольких секунд при низких давлениях до нескольких миллисекунд при высоких давлениях.

Тепловые преобразователи как приборы для относительных измерений давления обычно градуируются по компрессионному манометру. Диапазон рабочих давлений $5 \cdot 10^3$—10^{-1} Па. Характеристики современных тепловых вакуумметров представлены в табл. П.9.

§ 5.5. Электронные преобразователи

Принцип действия электронного преобразователя основан на прямой пропорциональности между давлением и ионным током, образовавшимся в результате ионизации термоэлектронами остаточных газов.

Существует две схемы электронного преобразователя: *с внутренним* и *внешним коллектором*.

Схема с внутренним коллектором (рис. 5.8, *а*) аналогична обычному триоду. Коллектором ионов является сетка, на которую подается относительно катода отрицательное напряжение в несколько десятков вольт, а на анод — положительное напряжение 100—200 В. Электроны на своем пути от катода к аноду (ток I_e) соударяются с молекулами остаточных газов, и образовавшиеся положительные ионы попадают на сетку, создавая ионный ток $I_и$, измеряемый гальванометром.

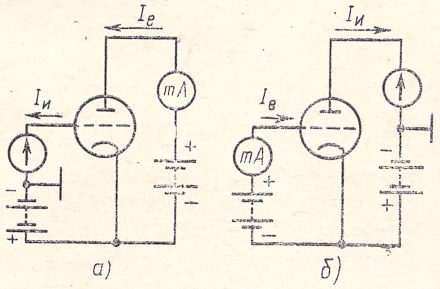


Рис. 5.8. Схемы электронных преобразователей:

а — с внутренним коллектором; *б* — с внешним коллектором

В схеме с внешним коллектором (рис. 5.8, *б*) потенциалы сетки и анода меняются местами, и коллектором становится анод. Электроны, летящие от катода к сетке, совершают вокруг ее витков ряд колебаний, что увеличивает длину траектории электронов и повышает вероятность ионизации молекул остаточных газов. Это делает схему с внешним коллектором более чувствительной, несмотря на то, что часть положительных ионов, образовавшихся между сеткой и катодом, не участвует в измерении давления.

Рассмотрим уравнение электронного преобразователя:

$$dN = npεdr, \tag{5.10}$$

где dN — число положительных ионов; n — число электронов; dr — элементарная длина траектории электронов; $ε$ — эффективность ионизации, равная количеству положительных ионов, образуемых одним электроном на единице пути при единичном давлении (см. рис. 2.9).

Если ввести в (5.10) электронный ток $I_e = n/t$, то

$$dN/t = I_e pεdr. \tag{5.11}$$

Интегрируя (5.11) по всей длине траектории электрона r с энергией, большей потенциала ионизации, получим выражение для ионного тока:

$$I_и = I_e p \int_{r_1}^{r_2} εdr,$$

которое перепишем в виде

$$I_и = K_и I_e p, \tag{5.12}$$

$K_и = \int_{r_2}^{r_1} εdr$ — чувствительность электронного манометра.

Из выражения (5.12), называемого **уравнением электронного преобразователя,** очевидно, что для того, чтобы измеряемый ионный ток был пропорционален давлению, необходимо во время измерения давления поддерживать постоянную величину электронного тока. Тогда $a = I_e K$ называется **постоянной электронного манометра.** Постоянная a равна тангенсу угла наклона градуировочной кривой $I_и(p)$ к оси давления.

Схематично конструкция электронного преобразователя с внешним коллектором представлена на рис. 5.9, *а*. Коллектор ионов *1* имеет форму цилиндра с электрическим вводом в верхней части баллонов. Сетка *2* имеет форму двойной спирали с двумя выводами для обезгаживания путем пропускания электрического тока. Катод *3* вольфрамовый. Постоянная a при токе эмиссии 5 мА для типового преобразователя составляет $\sim 10^{-3}$ А/Па. Пределы давлений, которые могут быть измерены таким манометрическим преобразователем, составляют $1—10^{-5}$ Па.

Верхний предел измерения типового электронного преобразователя равен ~1 Па и соответствует нарушению линейности градуировочной характеристики, когда средняя длина свободного пути электрона в объеме прибора ставится меньше пути электрона между электродами. Для расширения верхнего предела можно уменьшить расстояние между электродами. Существуют

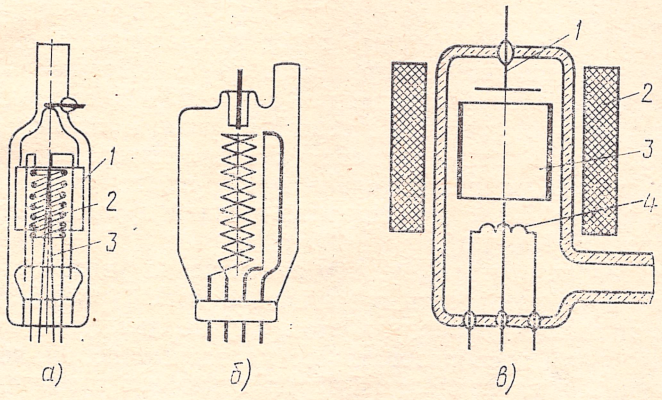


Рис. 5.9. Конструктивные схемы электронных преобразователей:

а — с внешним коллектором; *б* — с осевым коллектором; *в* — с магнитным полем

приборы, верхний предел которых таким путем удалось довести до 10^2 Па. Чтобы катод не сгорел при таких высоких давлениях, его изготовляют из окислов редкоземельных металлов.

Нижний предел измерения определяется фоновыми токами в цепи коллектора. Фоновые токи возникают либо в результате мягкого рентгеновского излучения анодной сетки, либо, как следствие, автоэлектронной эмиссии коллектора и ультрафиолетового излучения накаленного катода, сопровождающихся уходом с коллектора фотоэлектронов. Рентгеновское излучение анодной сетки является результатом ее бомбардировки электронами. Автоэлектронная эмиссия коллектора появляется под действием разности потенциалов 200—300 В между коллектором и анодной сеткой.

Фоновые токи имеют одинаковое направление с ионным током и поэтому оказывают одинаковое воздействие на измерительные приборы. Максимальным фоновым током является ток рентгеновского излучения, который оказывается пропорциональным эмиссионному току:

$$I_{\text{ф}} = K_s I_e;$$

где K_s — коэффициент пропорциональности.

С учетом фоновых токов уравнение электронного преобразователя может быть записано в следующем виде:

$$I = I_{\text{и}} + I_{\text{ф}} = I_e (K_s + K_{\text{и}} p),$$

а нижний предел измерения определится соотношением ионного и фонового токов:

$$\frac{I_и}{I_ф} = \frac{K_и}{K_s} p.$$

Таким образом, для расширения нижнего предела нужно при постоянном давлении p увеличить чувствительность $K_и$ или уменьшить K_s.

Для уменьшения фоновых токов и, следовательно, постоянной K_s, был предложен преобразователь с осевым коллектором (рис. 5.9, *б*), в котором катод и коллектор поменялись местами, что значительно уменьшило телесный угол, в котором рентгеновское излучение сетки попадает на коллектор. Это привело к уменьшению K_s приблизительно в 10^3 раз по сравнению с конструкцией рис. 5.9, *а* и расширило нижний предел измерения давления до 10^{-8} Па.

Чувствительность $K_и$ можно значительно увеличить, если поместить преобразователь в магнитное поле (рис. 5.9, *в*). Электроны от катода к аноду в этом случае движутся по спирали. В электронном преобразователе с магнитным полем, создаваемым катушкой *2* и направленным параллельно оси анода *3*, катод *4* — термоэлектронный, а коллектор *1* расположен в верхней части баллона. Такой преобразователь за счет увеличения чувствительности имеет нижний предел на 2—3 порядка лучше, чем конструкция, показанная на рис. 5.9, *а*.

Электронный преобразователь имеет неодинаковую чувствительность к различным газам, так как эффективность ионизации зависит от рода газа.

Если преобразователь был проградуирован по воздуху, а применяется для измерения давления других газов, то необходимо учитывать относительную чувствительность R. Из условия равенства ионных токов запишем $K_1 p_1 = K_2 p_2 = \ldots = K_г p_г = K_в p_в$, откуда $p_г = \frac{p_в}{R_г}$, где $R_г = \frac{K_г}{K_в}$ — относительная чувствительность к данному газу. Относительные чувствительности электронного преобразователя представлены в табл. 5.1.

При измерении давления смеси газов из условия равенства ионных токов имеем: $K_{см} p_{см} = K_1 p_1 + K_2 p_2 + \ldots + K_n p_n$. Поделив полученное уравнение на $K_в$, получим

$$\frac{K_{см} p_{см}}{K_в} = R_1 p_1 + R_2 p_2 + \ldots + R_n p_n,$$

откуда следует

$$R_{см} = \sum_{i=1}^{n} R_i v_i; \quad V_i = \frac{p_i}{p_{см}}.$$

Быстрота откачки электронных преобразователей составляет 10^{-3}—10^{-1} л/с, что в закрытых конструкциях преобразователей,

присоединяемых через трубку с малой проводимостью, может привести к заметным ошибкам измерения. Дополнительные источники погрешности измерения связаны с химическим взаимодействием газов с накаленным катодом и ионной десорбцией под воздействием электронной бомбардировки газов, химически поглощенных анодом. Технические характеристики современных вакуумметров с электронными преобразователями представлены в табл. П.9.

Таблица 5.1

Относительная чувствительность преобразователей

Тип прибора	N_2	H_2	He	Ar	CO_2	O_2	Hg	CH_4	Xe	Ne	CO	H_2O	Ацетон
Электронный преобразователь	1	0,43	0,16	1,30	1,6	0,85	2,5	1,5	2,8	0,27	1,04	—	—
Магнитный преобразователь	1	0,43	0,15	1,4	1,3	0,86	—	—	3,5	0,26	—	—	—
Радиоизотопный преобразователь	1	0,23	0,21	1,2	1,5	—	—	—	—	—	—	0,88	2,7

§ 5.6. Магнитные преобразователи

Принцип действия магнитных преобразователей основан на зависимости тока самостоятельного газового разряда в скрещенных магнитном и электрическом полях от давления. Электродные

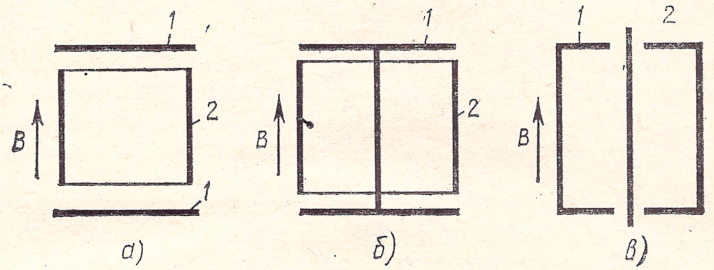


Рис. 5.10. Электродные системы магнитных преобразователей:
а — ячейка Пеннинга; *б* — магнетронная; *в* — инверсно-магнетронная

системы, обеспечивающие поддержание самостоятельного газового разряда при высоком и сверхвысоком вакууме, бывают нескольких видов.

Ячейка Пеннинга (рис. 5.10, *а*) состоит из двух дисковых катодов *1* и цилиндрического анода *2*; в *магнетронном преобразователе* (рис. 5.10, *б*) в отличие от ячейки Пеннинга катоды соединены между собой центральным стержнем; в *инверсно-магнетронном* преобразователе (рис. 5.10, *в*) центральный стержень выполняет роль анода, а наружный цилиндр становится катодом.

Все электроды находятся в постоянном магнитном поле. На анод подается положительное относительно катода напряжение 2—6 кВ, катод заземлен и соединяется со входом усилителя постоянного тока.

Решение уравнения движения электрона в скрещенных электрическом и магнитном полях позволяет сделать вывод, что свободные электроны, вылетающие из катода в результате автоэлектронной эмиссии, в магнетронном и инверсно-магнетронном преобразователях двигаются по циклоиде, образованной окружностью диаметром $D=2m|E|/(qB^2)$, катящиеся по окружности радиуса r, с угловой частотой вращения $\omega = qB/m$ и тангенциальной скоростью $v_т = E/B$. E — напряженность электрического поля; B — магнитная индукция; m и q — масса и заряд электрона. В ячейке Пеннинга электроны двигаются по спиральным траекториям между катодными пластинами.

Величина магнитной индукции B выбирается больше критического значения, соответствующего равенству $D = r_{max}$, и составляет в современных приборах $\sim$0,1 Тл.

При соударении с молекулой остаточного газа электрон теряет часть энергии на ее ионизацию и перемещается в радиальном направлении к аноду. В связи с тем, что радиальная скорость электронов значительно меньше, чем тангенциальная, при низких давлениях в разрядном промежутке образуется отрицательный объемный заряд.

Положительные ионы, образовавшиеся в результате столкновения с электронами, двигаются к катоду. А так как их масса значительно больше, чем у электрона, то магнитное поле не оказывает влияния на траекторию движения ионов. Соударение положительных ионов с катодом приводит к появлению вторичных электронов, ток которых пропорционален ионному току.

Таким образом, общий разрядный ток магнитного преобразователя $I_р = I_ф + I_и + I_в$ и состоит из $I_ф$ — тока автоэлектронной эмиссии; $I_н$ — ионного тока; $I_в$ — тока вторичной электронной эмиссии.

Ток автоэлектронной эмиссии не зависит от давления и потому может считаться фоновым током. Ионный ток и ток вторичной электронной эмиссии зависят от давления:

$$I_и + I_в = ap^n,$$

где $a = 10^{-2} \div 10^{-1}$ А/Па и $n = 1 \div 1{,}4$ — постоянные.

Учитывая эту зависимость и пренебрегая фоновым током, получим измерительное уравнение магнитного преобразователя:

$$I_р = K_и p,$$

$K_и = ap^{n-1}$ — чувствительность прибора.

Видно, что разрядный ток магнитного преобразователя нелинейно зависит от давления.

Верхний предел измерения связан с ограничением максимального разрядного тока балластным сопротивлением, защищающим

измерительный прибор от возникновения дугового разряда. Для расширения верхнего предела измерения следует уменьшить анодное напряжение и размеры разрядного промежутка. Обычно верхний предел измерения находится в области давлений 10—100 Па.

Нижний предел измерения определяется временем зажигания разряда и величиной фонового тока. В современных приборах он составляет $\sim 10^{-11}$ Па. Для уменьшения фонового тока применяются специальные экраны *3* (рис. 5.11), расположенные в промежутке между катодом *2* и анодом *1*, где напряженность электрического поля максимальна. Большая часть фонового тока в этом случае переходит на корпус, минуя микроамперметр, которым измеряется разрядный ток.

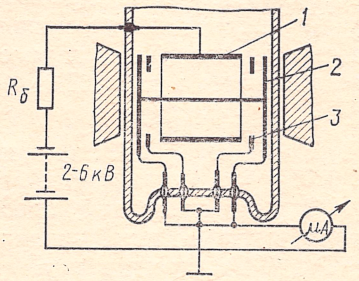


Рис. 5.11. Схема магнетронного преобразователя с уменьшенными фоновыми токами

Для обеспечения зажигания разряда при низких давлениях необходимо повышать анодное напряжение и увеличивать размеры разрядного промежутка.

Для облегчения зажигания разряда в сверхвысоком вакууме на экранных пластинах устанавливают острые иголки, увеличивающие автоэлектронную эмиссию. Наиболее надежным способом обеспечения быстрого зажигания разряда является использование нагреваемых элементов, включение которых приводит к резкому повышению давления или термоэмиссии электронов.

При применении сильных магнитных полей ($B > 0{,}1$ Тл) значение постоянной n в формуле, описывающей чувствительность прибора, стремится к единице. При этом расширяется диапазон работы прибора в области как низких, так и высоких давлений.

Магнитные преобразователи, так же как и электронные, имеют неодинаковую чувствительность к различным газам. Коэффициенты относительной чувствительности магнитных преобразователей $R_г = K_г/K_в$ для ряда газов представлены в табл. 5.1.

Быстрота откачки колеблется для различных преобразователей в зависимости от рода газа и режимов работы в пределах от 10^{-2} до 1 л/с, что значительно больше, чем для электронных. Это приводит к увеличению погрешности измерений при наличии вакуумного сопротивления между преобразователем и вакуумной камерой.

Преимуществом магнитного преобразователя перед электронным является более высокая надежность в работе в связи с заменой накаленного катода холодным, а недостатком — нестабильности, связанные с колебаниями работы выхода электронов при загрязнении катодов.

Эти нестабильности особенно заметны при работе преобразователя в вакуумных системах с парами масла, продукты разложения которого при ионной бомбардировке и масляные диэлектри-

ческие пленки, покрывающие поверхности электродов, могут в несколько раз изменить постоянную преобразователя. Для борьбы с этим нежелательным для измерения давления явлением в вакуумных системах, содержащих в значительном количестве пары масла, необходимо применять самоочищающиеся конструкции магнитных преобразователей, работающих на переменном токе. В таких преобразователях катод и анод меняются местами в соответствии с полупериодами питающего напряжения, а очистка их поверхностей осуществляется ионной бомбардировкой.

Отечественной промышленностью выпускается большое количество магнитных вакуумметров, технические характеристики которых имеются в табл. П.9.

§ 5.7. Радиоизотопные преобразователи

В радиоизотопных преобразователях для ионизации газа используется α- или β-излучение радиоактивных изотопов: ^{226}Ra, ^{239}Pu, ^{238}Pu, трития и т. д. Особенно эффективно использование α-излучения. Энергия α-частиц (двухзарядных положительных ионов гелия), возникающих при радиоактивном распаде, составляет $(4{,}5—5{,}5) \cdot 10^6$ эВ. В связи с этим в радиоизотопных преобразователях не требуется накаленного катода, как в электронных, и высокого напряжения, обязательно присутствующего в магнитных преобразователях.

Стабильность работы прибора обеспечивается независимостью радиоактивного распада от температуры окружающей среды и физико-химического воздействия находящихся в преобразователе газов. Благодаря этим свойствам и практически неограниченному сроку службы, радиоизотопный преобразователь является одним из лучших приборов для измерения вакуума.

При взаимодействии с молекулами газов α-частицы вызывают их ионизацию, причем количество образованных положительных ионов пропорционально давлению. Измерительное уравнение радиоизотопного преобразователя имеет вид

$$I_и = K_г p,$$

где $K_г$ — чувствительность преобразователя (для воздуха $K_в = 10^{-10} \div 10^{-11}$ А/Па). Преобразователи обычно градуируются по воздуху или азоту. Для определения чувствительностей к другим газам можно пользоваться представленными в табл. 5.1 значениями $R_г = K_г/K_в$.

Радиоизотопный преобразователь (рис. 5.12) состоит из выполненного в виде стержня коллектора *1*, цилиндрического анода *2* и радиоизотопного источника *3*. Вылетающие из радиоизотопного источника α-частицы, соударяясь с молекулами остаточных газов, образуют положительные ионы, которые под действием разности потенциалов между анодом и коллектором (~50 В) направляются к коллектору, вызывая в его цепи ионный ток, пропорциональный давлению.

Нижний предел рабочих давлений определяется фоновым током, возникающим при бомбардировке коллектора α-частицами. Этот фоновый ток имеет две составляющие, первая из которых связана с положительным зарядом самих α-частиц, а вторая — с возникновением тока вторичной электронной эмиссии с коллектора. Обычно нижний предел измерения давлений составляет 10^{-1}—10^{-2} Па. Для расширения диапазона рабочих давлений в некоторых конструкциях преобразователей коллектор защищается экранами или располагается вне зоны видимости источника α-частиц. При этом нижний предел измеряемых давлений может быть снижен еще на два порядка. Этого же можно достигнуть, увеличивая габариты преобразователя, что сопровождается повышением чувствительности, без изменения величины фонового тока.

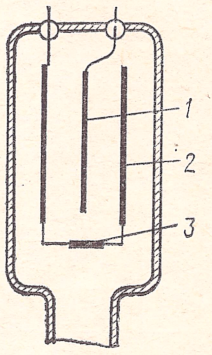


Рис. 5.12. Радиоизотопный преобразователь

Верхний предел измеряемых давлений обусловлен независимостью от давления газа p ионного тока на коллектор после того, как длина пути, проходимая в газе α-частицей с энергией E_α до полной потери энергии, станет меньше размеров преобразователя:

$$L_\alpha = E_\alpha L_1/(E_и p). \qquad (5.13)$$

Здесь $E_и$ — энергия ионизации молекулы газа; L_1 — средняя длина свободного пути α-частицы при единичном давлении. При $E_\alpha = 4{,}79 \cdot 10^6$ эВ (для радия), $E_и = 15$ эВ, $L_1 = 5 \cdot 10^{-1}$ см/Па и $p = 10^5$ Па получим из (5.13) $L_\alpha = 1{,}6$ см.

Таким образом, размеры преобразователя с верхним пределом, равным атмосферному давлению, не должны превышать 1,6 см.

Диапазон рабочих давлений радиоизотопных преобразователей составляет 10^5—10^{-2} Па, но обычно его не удается реализовать в одном приборе. Широкодиапазонные конструкции преобразователей выполняются с двумя камерами, большого и малого размера. Характеристики отечественного радиоизотопного вакуумметра приведены в табл. П.9.

§ 5.8. Градуировка преобразователей для измерения общих давлений

Преобразователи для косвенных измерений давления, показания которых не могут быть рассчитаны с необходимой для практики точностью, градуируются путем сличения их показаний с показаниями образцовых приборов: механических преобразователей и компрессионных манометров. К преобразователям, которые проходят обязательную градуировку, относятся тепловые, электронные, магниторазрядные и радиоизотопные.

Приборы для измерения давления, используемые в качестве исходных для градуировки всех других приборов, называется *образцовыми средствами измерения первого разряда*. Их постоянные или градуировочные кривые рассчитываются по размерам преобразователей и другим величинам, входящим в измерительное уравнение. Приборы, используемые в качестве образцовых, предварительно проградуированные по другим образцовым приборам, называют *образцовыми средствами измерения второго разряда*. Образцовые средства измерения первого разряда имеют погрешность градуировки не более 1—5%, второго разряда — до 10—15%.

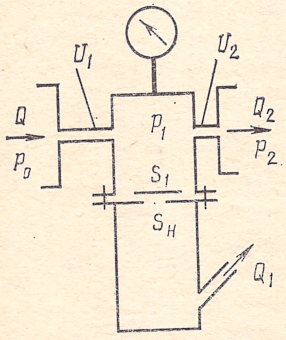


Рис. 5.13. Ячейка вакуумной системы для градуировки манометрических преобразователей методом деления потока

Для расширения диапазона давлений, в котором осуществляется градуировка по образцовым приборам, можно использовать ряд методов.

Метод изотермического расширения состоит в том, что камеру малого объема, давление в которой предварительно измеряется образцовым прибором, соединяют с камерой большего объема, начальное давление в котором можно принять равным нулю. По закону Бойля — Мариотта можно легко подсчитать конечное давление. Дальнейшее понижение давления можно получить, увеличивая число ступеней расширения. При этом важно учесть ошибки, связанные с натеканием, сорбционными процессами на стенках камер и откачивающим действием градуируемого преобразователя. Эти ошибки определяют нижний предел градуируемого давления. Дополнительная погрешность измерения давления, связанная с точностью измерения объемов, обычно не превышает 0,5%. Этот метод часто используется в диапазоне давлений 10^{-2}—10^{-3} Па, когда натеканием и газовыделением в калиброванные объемы можно пренебречь.

При низких давлениях ($< 10^{-7}$ Па), когда невозможно непосредственное сличение показаний градуируемого прибора и компрессионного манометра, можно воспользоваться экстраполяцией линейных градуировочных характеристик электронных преобразователей или методом деления потока.

Метод деления потока состоит в том, что в динамической вакуумной системе поток газа, проходящий через ряд последовательно соединенных ячеек (первая из которых показана на рис. 5.13), постепенно уменьшается за счет работы вспомогательных вакуумных насосов. Уравнение потоков для такой ячейки:

$$Q = Q_1 + Q_2, \qquad (5.14)$$

где $Q = U_1(p_0 - p_1)$ — поток газа, поступающий в ячейку через трубопровод с проводимостью U_1 при разности давлений на его концах p_0 и p_1; $Q_1 = S_1 p_1$ — поток газа, откачиваемый вспомога-

тельным насосом, подключенным к ячейке и имеющим эффективную быстроту откачки S_1; $Q_2 = U_2(p_1 - p_2)$ — поток газа, удаляемый из ячейки через трубопровод с проводимостью U_2 при разности давлений на его концах p_1 и p_2.

С учетом выражений для Q, Q_1 и Q_2 уравнение (5.14) можно представить в виде

$$U_1(p_0 - p_1) = S_1 p_1 + U_2(p_1 - p_2),$$

откуда

$$p_1 = \frac{U_1 p_0 + U_2 p_2}{S_1 + U_1 + U_2}. \qquad (5.15)$$

Если конструктивно обеспечить, чтобы $S_1 \gg U_1 + U_2$, а $U_1 p_0 \gg U_2 p_2$, то $p_0 \gg p_1 \gg p_2$ и выражение (5.15) можно упростить:

$$p_1 = \frac{U_1}{S_1} p_0.$$

В ряду последовательно соединенных ячеек давление постепенно снижается от ячейки к ячейке и для n-й ячейки может быть определено по формуле: $p_n = \frac{U_1 U_2 \ldots U_n}{S_1 S_2 \ldots S_n} p_0$, причем давление p_0 может быть измерено компрессионным манометром.

Недостатком этой методики является то, что для ее реализации нужны насосы с очень большой быстротой действия, так как для получения стабильного значения S_i, где $i = 1, 2, \ldots, n$, насос подключается к камере через диафрагму и соблюдается условие $S_н \gg S_i$.

При градуировке по методу деления потока ошибками, связанными с натеканием и сорбционными процессами, можно пренебречь до тех пор пока газовый поток в градуировочной камере будет существенно превышать суммарное натекание и газовыделение. Использование насосов с большой быстротой откачки позволяет осуществить градуировку манометрических преобразователей с погрешностью 4—5% вплоть до самых низких давлений.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. В чем различие между абсолютными вакуумметрами и вакуумметрами для косвенных измерений?
2. Чем отличается порядок работы с компрессионным манометром по методу линейной и квадратичной шкал?
3. Почему тепловые манометры не используются для измерения высокого вакуума?
4. Каковы причины различия чувствительностей схем электронного преобразователя с внешним и внутренним коллектором?
5. Что является причиной возникновения фоновых токов в электронном преобразователе?
6. Какие существуют пути повышения чувствительности электронных преобразователей?
7. Как уменьшить время зажигания магнитного преобразователя?
8. Чем вызвана зависимость чувствительности от рода газа у электронных и магнитных преобразователей?

9. Почему радиоизотопные преобразователи имеют очень высокий верхний предел измеряемых давлений?

10. Каким образом можно устранить влияние газовыделения вакуумной камеры на точность градуировки манометрических преобразователей?

Глава 6

ИЗМЕРЕНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ ДАВЛЕНИЙ

§ 6.1. Методы измерения парциальных давлений

При проведении научных исследований и оптимизации вакуумных технологических процессов требуется измерять не только общие, но и парциальные давления остаточных газов.

Измерители парциальных давлений основаны на принципе ионизации газовых молекул и разделения полученных положительных ионов в зависимости от отношения массы иона к его заряду m/q. Они могут одновременно или поочередно измерять составляющие ионного тока, соответствующие парциальным давлениям различных газов, присутствующих в вакуумной системе.

Для разделения ионного тока на составляющие используется различие скоростей движения ионов различных газов, прошедших одинаковую разность потенциалов, т. е. обладающих одинаковой энергией: $mv^2/2 = Uq$, откуда следует выражение для скорости иона:

$$v = \sqrt{2Uq/m}. \qquad (6.1)$$

Видно, что скорость иона определяется отношением m/q. В большинстве случаев при ионизации газов медленными электронами образуются ионы, имеющие один элементарный положительный заряд, вследствие чего (с приемлемой для большинства измерений точностью) можно считать, что скорости ионов в электрическом поле пропорциональны $(\sqrt{m})^{-1}$.

В зависимости от характера используемых электрических и магнитных полей измерители парциальных давлений можно разделить на *статические и динамические газоанализаторы.* В статических приборах используются постоянные, а в динамических — переменные электромагнитные поля.

К статическим газоанализаторам относятся: *магнитный и панорамный,* а к динамическим — *омегатронный, времяпролетный, квадрупольный и монополярный фильтры масс.*

Отношение $M_e = M/n_q$ называют массовым числом иона. Здесь M — молекулярная масса, выраженная в атомных единицах массы (а. е. м.); n_q — число элементарных зарядов; 1 а. е. м. равна $^1/_{16}$ части массы основного изотопа кислорода ^{16}O. Для однозарядных ионов массовое число совпадает с молекулярной массой иона. Например, для однозарядного иона CO_2^+ $M_e = 44$ а. е. м. В результате измерений ионных токов, соответствующих различным массовым числам, получается масс-спектр, пример которого представлен на рис. 6.1.

Измерители парциальных давлений, как и измерители общих давлений, характеризуются нижним и верхним пределом измеряемых парциальных давлений, чувствительностью, а также свойственным только им параметром — разрешающей способностью.

Под **разрешающей способностью** подразумевается *отношение, M_e к наименьшему различаемому изменению массового числа ΔM_e:*

$$\rho_м = M_e/\Delta M_e.$$

В зависимости от типа прибора во всем диапазоне изменения массовых чисел могут оставаться постоянными значения $\rho_м$,

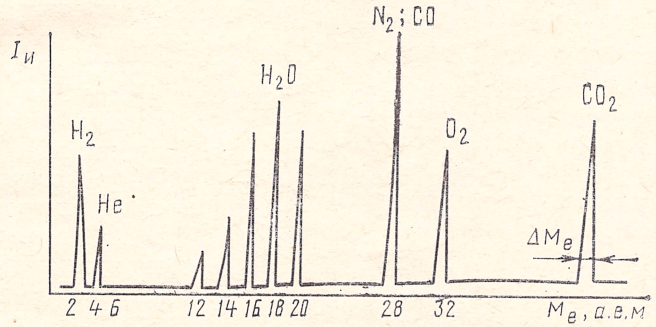


Рис. 6.1. Масс-спектр остаточных газов

$M_e/\rho_м$ или $M_e\rho_м$. Экспериментально разрешающую способность определяют по масс-спектру. Ширина пика ΔM_e (рис. 6.1) измеряется на уровне 10 или 50% высоты пика. Разрешающая способность промышленных приборов находится в пределах 40—200 а. е. м.

Чувствительность газоанализаторов определяется как *отношение изменения ионного тока в цепи коллектора к вызывающему его изменению парциального давления газа* и выражается в А/Па. Чувствительность зависит от рода газа.

Верхний предел измеряемых давлений определяется отклонением от линейности зависимости между ионным током и соответствующим ему парциальным давлением вследствие рассеивания ионов в анализаторе. Предельно допустимой величиной такого отклонения считается 10%. Максимальные рабочие давления обычно не превышают 10^{-3}—10^{-2} Па. Для анализа газов при более высоких давлениях требуются расширительные устройства или вспомогательная вакуумная система, обеспечивающие снижение плотности анализируемой газовой смеси без изменения процентного состава ее компонентов.

Нижним пределом измеряемых парциальных давлений считается минимальное абсолютное давление, измеряемое прибором. Порогом чувствительности называют относительное парциальное давление газов, которое может быть определено при данном отношении «сигнал — шум». За начало регистрации можно принимать сигнал, вдвое превышающий шум.

§ 6.2. Магнитный газоанализатор

Статические магнитные газоанализаторы (масс-спектрометры) (рис. 6.2) основаны на пространственном разделении моноэнергетического пучка ионов в однородном поперечном магнитном поле. В процессе газового анализа выполняются следующие основные операции: ионообразование, ускорение ионов и формирование ионного пучка, разделение ионов по массовым числам и измерение интенсивности ионного тока.

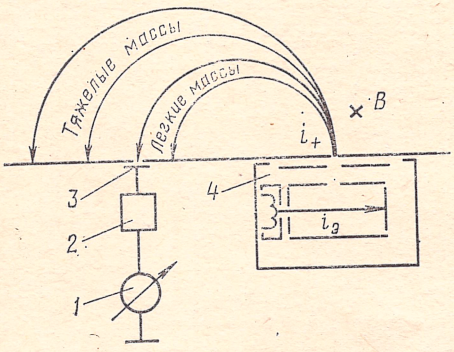


Рис. 6.2. Структурная схема магнитного статического газоанализатора (масс-спектрометра)

Ионообразование осуществляется электронной бомбардировкой нейтральных газовых молекул в ионном источнике *4* за счет тока эмиссии $i_э$. Весь ионный источник находится под отрицательным потенциалом относительно земли (~ -1 кВ), выталкивающим ионный пучок i_+ в пространство дрейфа. Положительные ионы, пройдя одинаковое ускоряющее напряжение, входят в пространство дрейфа в соответствии с (6.1) со скоростями $v \sim \sqrt{q/m}$.

В пространстве дрейфа, где действует поперечное магнитное поле индукцией B, под воздействием силы Лоренца

$$F_1 = qvB$$

положительные ионы двигаются в направлении, определяемом правилом левой руки, по окружностям постоянных радиусов R. Центростремительная сила Лоренца при этом уравновешивается центробежной силой

$$F_2 = mv^2/R.$$

Из условия равенства сил $F_1 = F_2$ найдем выражение для определения радиуса траектории ионов:

$$R = mv/(qB), \tag{6.2}$$

которое с учетом (6.1) можно переписать в другом виде

$$R = \frac{1}{B}\sqrt{2Um/q}. \tag{6.3}$$

Таким образом радиус траектории иона прямо пропорционален корню квадратному из отношения массы иона к его заряду. Решая уравнение (6.3) относительно m/q, получим измерительное уравнение статического масс-спектрометра с магнитным отклонением:

$$m/q = R^2B^2/(2U). \tag{6.4}$$

В результате взаимодействия с магнитным полем на коллектор *3* попадают только те ионы, радиус траектории которых соответствует положению щели в диафрагме перед коллектором. Изменяя радиус траектории иона R за счет изменения ускоряющего напряжения U или магнитной индукции B, можно создавать условия для попадания на коллектор ионов с различными массовыми числами. Ионный ток коллектора после усилителя *2* измеряется выходным прибором *1*.

В рассмотренной схеме анализатора ионы отклоняются на угол 180°. На практике значения углов отклонения могут быть как бо́льшие, так и меньшие 180°.

Как следует из (6.4), наиболее эффективна магнитная развертка масс-спектра, но, в связи с лучшим быстродействием, простотой схем питания и меньшими размерами магнитной системы в промышленных приборах предпочтение отдается электростатической развертке.

Разрешающая способность масс-спектрометра зависит от геометрии прибора и расширения ионного пучка:

$$\rho_м = \frac{M_e}{\Delta M_e} = \frac{R}{S_1 + S_2 + \sigma(R)},$$

где S_1 и S_2 — ширина щелей на выходе из источника ионов и перед коллектором ионов соответственно; $\sigma(R)$ — суммарное расширение ионного пучка в плоскости щели S_2 в результате аберраций. Аберрации являются следствием разброса ионов одинаковой массы по скоростям; неоднородности в распределении магнитного поля по высоте ионного пучка; влияния пространственного заряда и т. д. При диапазоне массовых чисел от 2 до 150 разрешающая способность на половине высоты пика спектра $\rho_м \geqslant 50$.

Чувствительность масс-спектрометра возрастает при увеличении ширины щелей, которая обычно выбирается от 0,1 до 1 мм. Для стандартных приборов коэффициент чувствительности $K_и$ при откачке азота составляет 10 мА/Па. Относительная чувствительность магнитных анализаторов $C_i = K_{иi}/K_{иN_2}$ зависит от рода газа (табл. 6.1). Верхний предел рабочих давлений 10^{-2} Па определяется постоянством коэффициента чувствительности, нижний предел 10^{-8} Па — фоновыми токами. Порог чувствительности равен 10^{-3}% и зависит от уровня шумов электрометрического усилителя или умножителя и фонового масс-спектра прибора.

Таблица 6.1

Относительные чувствительности C_1 приборов для измерения парциальных давлений

	N_2	H_2	He	Ar	CO_2	O_2	C_2H_2	CH_4	Ne	CO	H_2O	C_2H_4	C_2H_6
Магнитные анализаторы	1	0,46	0,17	1,3	1,1	0,83	—	0,84	0,25	1,08	1,05	0,59	1,16
Омегатрон	1	0,45	0,21	1,2	1,37	0,7	1,4	0,67	0,3	1,1	0,65	1,04	1,3

Простота и надежность магнитных анализаторов позволяет применять их в системах контроля и управления вакуумными технологическими процессами. Технические характеристики прибора МСД-1, специально разработанного для управления технологическими процессами от ЭВМ, представлены в табл. П.11.

§ 6.3. Панорамный газоанализатор (фарвитрон)

Панорамный газоанализатор (фарвитрон) относится к статическим приборам для определения парциальных давлений. Разделение ионов по массовым числам осуществляется в нем по частоте колебаний ионов в электростатическом поле с параболическим распределением потенциала. Зависимость частоты колебаний ионов от массового числа в таком поле может быть записана в следующем виде:

$$f = k\sqrt{qU/m}, \quad (6.5)$$

где U — напряжение на центральном электроде электростатического поля с параболическим распределением потенциала; k — коэффициент пропорциональности, определяемый геометрией анализатора; m — масса иона; q — заряд иона.

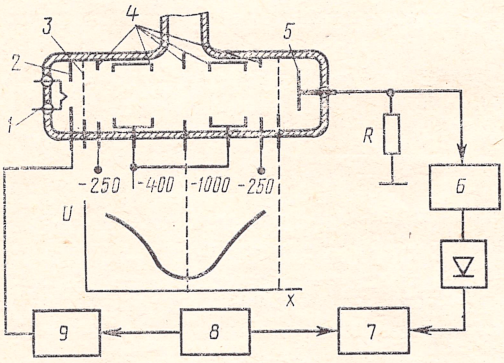


Рис. 6.3. Структурная схема панорамного газоанализатора (фарвитрона)

Структурная схема панорамного газоанализатора показана на рис. 6.3. Электронный ток между катодом *1* и сетчатым анодом *3* проходит через диафрагму-модулятор *2*. Положительные ионы, образующиеся в результате электронной бомбардировки нейтральных молекул остаточных газов, ускоряются анодом в направлении электростатического поля с параболическим распределением потенциала, образованным электродами *4*.

Модулируя электронный ток с частотой колебаний ионов, имеющих заданные массовые числа согласно (6.5), можно образовать в электростатическом анализаторе пакет, число ионов в котором непрерывно увеличивается после каждого периода ионизирующего электронного тока.

Пакет ионов, частота колебаний которого совпадает с частотой напряжения модулирующего электрода, называется *резонансным*. Он наводит напряжение на сигнальном электроде *5*, которое усиливается высокочастотным усилителем *6* и через демодулятор поступает на вертикально отклоняющую систему катодного осциллографа *7*. Горизонтальное отклонение в осциллографе осуществляется генератором развертки *8* на частоте 50 Гц, синхронизирующим горизонтальную развертку осциллографа с временной разверткой вы-

сокочастотного напряжения генератора *9*, подключенного к модулирующему электроду *2*. На экране электронно-лучевой трубки осциллографа можно видеть одновременно весь спектр газов.

Для обеспечения постоянства числа периодов модуляции во время регистрации сигнала, создаваемого ионами любой массы, развертку частоты осуществляют по закону $f=a/t^b$; a и b — постоянные; t — время.

Подбором показателя степени b можно обеспечить однозначность между выходным сигналом и парциальным давлением различных газов.

Разрешающая способность панорамных анализаторов $\rho_м = 15 \div 20$, диапазон массовых чисел 2—200, диапазон рабочих давлений 10^{-3}—10^{-7} Па. Технические характеристики, выпускаемого промышленностью, панорамного газоанализатора АПДП-2 имеются в табл. П.11.

§ 6.4. Циклотронный газоанализатор (омегатрон)

Циклотронный газоанализатор (омегатрон) относится к динамическим анализаторам парциальных давлений. Принцип его действия основан на движении положительных ионов во взаимно перпендикулярных постоянном магнитном и высокочастотном электрическом полях. Ток эмиссии термокатода *5* (рис. 6.4) образует электронный луч по оси прибора z, направленный параллельно магнитным силовым линиям к аноду *2*. Положительные ионы, образовавшиеся в электронном луче, двигаются в высокочастотном электрическом поле, приложенном к двум пластинам *1* и *3*. Уравнения движения ионов в идеальном омегатроне могут быть записаны в следующем виде:

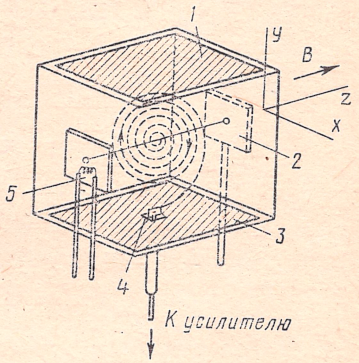


Рис. 6.4. Схема циклотронного газоанализатора (омегатрона)

$$m\ddot{x} = -q\dot{y}B;$$

$$m\ddot{y} = qE \sin \omega t + q\dot{x}B; \quad m\ddot{z} = 0,$$

где E и ω — напряженность и угловая частота высокочастотного электрического поля; t — время.

Коллектор *4*, расположенный в вырезе нижней пластины, будет регистрировать только те ионы, для которых период вращения совпадает с периодом изменения электрического поля. Такие ионы называются резонансными. Траектория резонансных ионов представляет собой раскручивающуюся спираль, радиус которой $R = Et/2B$.

Резонансные ионы за каждый оборот получают приращение энергии от электрического поля. Остальные ионы будут двигаться по ограниченным траекториям и не смогут достигнуть коллектора.

Используя выражение (6.2) для радиуса траектории иона, определим период и частоту вращения резонансного иона:

$$T=2\pi R/v=2\pi m/(2Bq);\quad f=1/T=\Omega/(2\pi),$$

$\Omega=Bq/m$ — циклотронная частота.

В постоянном магнитном поле произведение $\Omega m/q=\text{const}$, поэтому шкала массовых чисел при развертке по частоте — гиперболическая.

Измерение ионного тока, проходящего через коллектор, осуществляется электрометрическим усилителем.

Разрешающая способность омегатрона обратно пропорциональна массе иона:

$$\rho_м=qB^2R_к/(2E_m),$$

где $R_к$ — расстояние от электронного луча до коллектора.

С увеличением массы иона разрешающая способность уменьшается. Реально удается достигнуть при $\Delta M_e=1$ а. е. м. значения $\rho_м=35\div45$.

Коэффициент чувствительности по азоту при электронном токе 10 мкА лежит в пределах $(4—10)\cdot10^{-7}$ А/Па. При больших электронных токах чувствительность уменьшается из-за роста пространственного заряда нерезонансных ионов. Относительная чувствительность $C_i=K_{иi}/K_{иN_2}$ зависит от рода газа (см. табл. 6.1).

Максимальное рабочее давление омегатрона $(1—4)\cdot10^{-3}$ Па, минимальное — 10^{-8} Па. Технические характеристики промышленных приборов типа ИПДО приведены в табл. П.11.

§ 6.5. Времяпролетные газоанализаторы

Во времяпролетном динамическом газоанализаторе для разделения ионов по массам используют разницу во времени пролета промежутка l_0 ионами различных газов (рис. 6.5, *а*):

$$t=l_0/v=l_0\sqrt{m/(2qU)}.$$

Ионообразование осуществляется электронным током, протекающим между термокатодом *6* и анодом *7*. На сетку *5* подается отрицательный потенциал U_5, ускоряющий ионы в пространство дрейфа между заземленными сетками *4* и *3*. Проходя сетку *5*, ионы получают одинаковые приращения энергии и в соответствии со своими массовыми числами приобретают различную скорость. В промежутке между заземленными сетками *4* и *3* ионы разделяются на группы с одинаковыми массовыми числами.

Пройдя пространство дрейфа, группы ионов, если сетка *2* заземлена, поочередно достигают приемника ионов *1*, которым служит вторичный электронный умножитель. Длительность импульса, образующего масс-спектр, очень мала ($\sim0{,}1$ мкс), а частота импульсов может быть до 10 кГц. Умножитель связан с широкополосным усилителем, выходной сигнал которого подается на вертикально отклоняющие пластины осциллографа. По промежутку времени

между выталкивающим импульсом и моментом появления пика ионного тока можно определить массовое число.

Для непрерывной регистрации только одной компоненты спектра на сетку *2* подается положительный потенциал, чередующийся с отрицательным импульсом U_2 (рис. 6.5, *б*), во время которого группа ионов с определенным массовым числом достигает приемника *1*. Остальные ионы задерживаются положительным потенциалом сетки. Изменяя промежуток времени t_1, t_2 и т. д. между импульсами на сетках *5* и *2*, можно выделять отдельные составляющие масс-спектра.

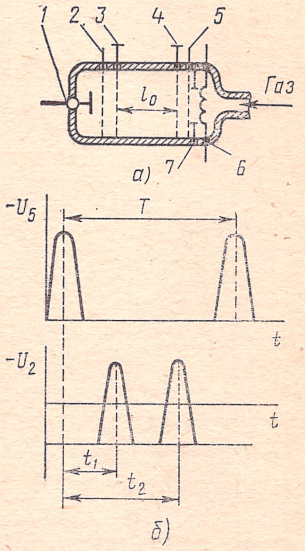


Рис. 6.5. Схема времяпролетного газоанализатора (хронотрона) (*а*) и диаграмма напряжений на основных электродах (*б*)

Разрешающая способность времяпролетного газоанализатора

$$\rho_{\text{и}} = \frac{M_e}{\Delta M_e} = \frac{T}{2\Delta T},$$

где ΔT — длительность прохождения группой ионов с одним массовым числом пространства дрейфа.

Разрешающая способность определяется длительностью ионизирующего или вытягивающего импульса и разбросом начальных скоростей ионов, ее увеличение связано с необходимостью уменьшения ΔT.

Рассмотренный выше газоанализатор называется *хронотроном*. Современные хронотроны имеют разрешающую способность (на половине высоты пика) $\rho_{\text{м}} = 100$; диапазон массовых чисел 1—600 а. е. м; минимальное измеряемое давление 10^{-8} Па. Недостатком хронотрона является большая длина пространства дрейфа $l_0 \geqslant 0{,}5$ м.

Другая конструкция времяпролетного газоанализатора, представленная схематично на рис. 6.6, известна под названием *радиочастотного масс-спектрометра или топатрона*. Положительные ионы, образовавшиеся в области ионизации (катод *3* и анод *2*) ускоряются сеткой C_5 в направлении трехсеточного каскада $C_2 — C_4$. Между сеткой C_3 и соединенными вместе сетками C_2 и C_4 подается высокочастотное напряжение. Расстояния между сетками C_2, C_3 и C_3, C_4 одинаковы и равны δ.

Между сетками C_4 и C_3 на ионы действует сила высокочастотного электрического поля:

$$F_1 = qE \sin(\omega t + \theta),$$

E — максимальная напряженность электрического поля между сетками; θ — начальная фаза высокочастотного поля, соответствующая моменту пересечения ионом плоскости сетки C_4 ($t = 0$).

Между сетками C_3 и C_2 действует такая же сила, но с обратным знаком:

$$F_2 = -qE \sin(\omega t + \theta).$$

Максимальное приращение энергии получают ионы, пересекающие сетку C_3 в момент перемены знака поля при $\theta = 0$, для которых выполняется условие

$$\frac{\omega \delta}{v} + \theta = \pi.$$

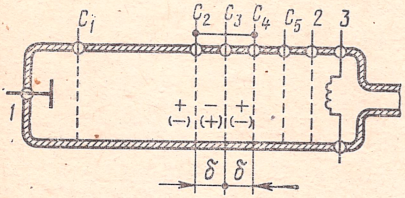


Рис. 6.6. Схема радиочастотного газоанализатора (топатрона).

Для таких ионов время пролета трехсеточного каскада и период высокочастотного напряжения совпадают. Такие ионы называются резонансными. Остальные ионы получают меньшее приращение энергии или замедляются. Сетка C_1 имеет отрицательный потенциал, который могут преодолеть на пути к коллектору *1* только резонансные ионы, получившие приращение энергии. Индикация масс-спектра осуществляется осциллографом, подключенным к выходу умножителя.

Развертка по массам производится изменением высокочастотного напряжения. В этом приборе часто измеряют ионный ток сетки C_5, пропорциональный общему давлению смеси газов, что делает этот прибор удобным для измерения как общих, так и парциальных давлений.

Разрешающая способность трехсеточного каскада мала, что заставляет последовательно устанавливать несколько каскадов. При четырех каскадах $\rho_м = 45$. Диапазон регистрируемых массовых чисел 2—200 а. е. м., минимальное измеряемое давление 10^{-6} Па.

§ 6.6. Электрические фильтры масс

Разделение ионов по массам в электрическом фильтре масс осуществляется в высокочастотном электрическом поле квадруполя, образуемого четырьмя параллельными электродами круглого сечения (рис. 6.7, *а*). Противоположные электроды соединены попарно, и между ними прикладывается напряжение $\pm(U + V\cos\omega t)$. Уравнения движения ионов в квадрупольном фильтре масс имеют следующий вид:

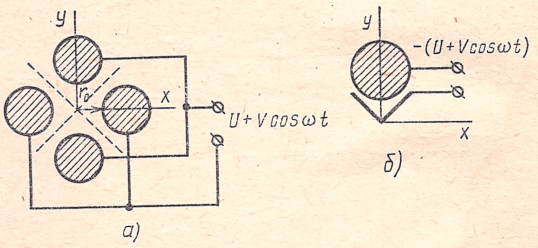


Рис. 6.7. Схема масс-фильтров:
а — квадрупольного; *б* — монополярного

$$m\ddot{y} - 2q(U + V\cos\omega t)\frac{y}{r_0^2} = 0;$$

$$m\ddot{x} + 2q(U + V\cos\omega t)\frac{x}{r_0^2} = 0; \qquad (6.6)$$

$$m\ddot{z} = 0.$$

Из последнего уравнения системы (6.6) следует, что скорость ионов вдоль оси анализатора z остается неизменной. Первые два дифференциальных уравнения известны под названием уравнений Матье.

При подстановке новых переменных $\varepsilon = \omega t/2$; $a = 8qU/(mr_0^2\omega^2)$; $g = 4qV/(mr_0^2\omega^2)$ систему уравнений (6.6) можно переписать в другом виде:

$$\ddot{y} = -(a + 2g\cos 2\varepsilon)x;$$

$$\ddot{x} = (a + 2g\cos 2\varepsilon)y; \qquad (6.7)$$

$$\ddot{z} = 0.$$

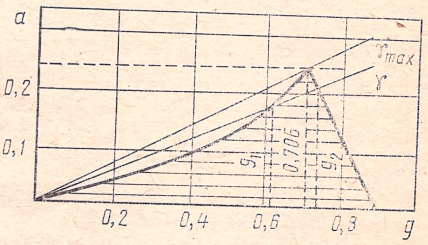


Рис. 6.8. Диаграмма устойчивости

Для значений a и g, лежащих внутри заштрихованной области на рис. 6.8, уравнения (6.7) имеют стабильные решения $x(\varepsilon)$ и $y(\varepsilon)$. При этом ионы, движущиеся в камере анализатора, будут совершать колебания с амплитудой, меньшей радиуса r_0, и достигнут коллектора ионов.

Ионы, движущиеся по неустойчивым траекториям, неограниченно увеличивают амплитуду колебаний и нейтрализуются на электродах анализатора.

Разрешающая способность анализатора зависит от отношения напряжений $\gamma = U/V$:

$$\rho_м = \frac{M_e}{\Delta M_e} = \frac{0{,}75}{1 - \gamma/\gamma_{max}}, \qquad (6.8)$$

$\gamma_{max} = 0{,}168$. При отношении $\gamma \geqslant \gamma_{max}$ ионы всех масс, независимо от других параметров поля, имеют неустойчивые траектории. Из уравнения (6.8) следует, что для получения большой разрешающей способности необходимо в процессе работы всегда выдерживать соотношение $\gamma = 0{,}999\,\gamma_{max}$. Таким образом, напряжения U и V при развертке масс-спектра изменяются совместно, а их соотношение должно поддерживаться с большой точностью.

Массовое число ионов, соответствующее γ_{max}, имеющих устойчивую траекторию, связано с параметрами поля следующим соотношением:

$$M_e = \frac{1{,}39 \cdot 10^{-5} V}{f^2 r_0^2},$$

где f — частота, мГц; V — амплитуда высокочастотного напряжения, В; r_0 — радиус поля, м.

Развертка масс-спектра осуществляется изменением амплитуды переменного напряжения на электродах.

Ускоряющее напряжение в источнике ионов, обеспечивающее начальную скорость ионов по оси z, не должно превышать следующего значения:

$$U_y = 4{,}2 \cdot 10^2 L^2 f^2 M_e \rho_м^{-1}. \qquad (6.9)$$

Здесь L — длина анализатора, м.

При превышении ускоряющим напряжением данного значения ионы, двигающиеся по неустойчивым траекториям, не будут успевать уходить на электроды анализатора. Из (6.9) видно, что разрешающая способность прямо пропорциональна массовому числу.

Разновидностью электрического фильтра масс является монополярный анализатор (рис. 6.7, *б*), использующий один квадрант квадруполя. Такой анализатор состоит из цилиндрического электрода с отрицательным напряжением и уголкового заземленного электрода, рабочая поверхность которого расположена по нулевым эквипотенциальным линиям квадруполя, показанным пунктиром на рис. 6.7, *а*. Через монополярный анализатор проходят только ионы, входящие в анализатор во время отрицательной полуволны высокочастотного напряжения. Во время положительной полуволны ионы попадают на уголковый электрод и нейтрализуются.

Современные квадрупольные и монополярные газоанализаторы (табл. П.11) работают в диапазоне массовых чисел от 1 до 500, разрешающая способность на уровне 10% от высоты пика $\rho_м > 500$, коэффициент чувствительности 10^{-2} А/Па, максимальное и минимальное рабочие давления 10^{-2} и 10^{-10} Па соответственно.

§ 6.7. Градуировка ионизационных газоанализаторов

В связи с различной эффективностью ионизации, возможным фракционированием компонент смеси при напуске, появлением молекулярных осколков, многократной ионизацией, наличием ложных пиков, свойственных отдельным приборам, интенсивности линий в спектре могут не соответствовать парциальным давлениям газов в смеси.

Для проведения количественного анализа приборы предварительно калибруют по каждой компоненте смеси. Пробу i-газа вводят в стандартный объем, из которого она поступает в источник ионов. Давление в стандартном объеме измеряют обычным манометрическим преобразователем. Выбирают главную линию спектра этой компоненты и по ней определяют чувствительность прибора. После этого находят отношение интенсивностей всех линий спектра данного газа к интенсивности главной линии β_{ji}, где $j = M_e$ — массовое число. Результаты такого исследования для омегатрона представлены в табл. 6.2.

Имея спектры чистых газов, можно по интенсивностям масс-спектра смеси определить состав и парциальные давления компонентов смеси. Считая, что спектр масс смеси образуется аддитивным

Таблица 6.2

Относительные интенсивности спектральных линий чистых газов β_{jt}

Газ	Массовое число																			
	2	3	4	12	13	14	15	16	17	18	20	22	25	26	27	28	29	32	40	44
H_2	1	0,01																		
He			1																	
CH_4	0,01			0,20	0,60	0,14	0,8	1												
H_2O	0,01							0,02	0,25	1										
Ne											1	0,1								
N_2						0,08										1	0,01			
CO				0,02		0,01		0,01								1	0,02			
C_2H_4				0,02	0,04	0,06							0,12	0,62	0,65	1	0,02			
C_2H_6					0,01	0,03	0,05						0,04	0,23	0,33	1	0,22			
O_2								0,1										1		
Ar											0,15								1	
CO_2				0,03		0,03		0,08				0,02				0,14				1

наложением спектров отдельных компонент, можно составить систему линейных уравнений:

$$I_j = \sum_{i=1}^{n} I_{ji} = \sum_{i=1}^{n} K_{ji} p_i. \qquad (6.10)$$

Здесь I_j — интенсивность линии масс-спектра газовой смеси, соответствующая массовому числу j; I_{ji} — интенсивность линии масс-спектра i-газа, сооответствующая массовому числу j; p_i — парциальное давление i-компоненты смеси; n — число компонент в смеси; K_{ij} — коэффициент чувствительности по i-газу для j-массового числа:

$$K_{ji} = \beta_{ji} K_i; \qquad (6.11)$$

K_i — коэффициент чувствительности по главной линии спектра i-компонента смеси.

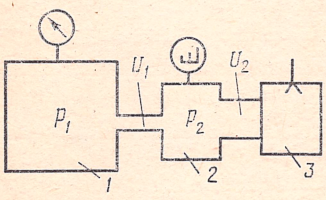


Рис. 6.9. Схема понижения давления

В расчетах используют относительные коэффициенты чувствительности (табл. 6.1) по главным линиям

$$C_i = K_i / K_0, \qquad (6.12)$$

где K_0 — коэффициент чувствительности по главной линии для опорного газа (обычно азот или аргон). Величины C_i зависят только от типа газоанализатора, а K_0 — определяются индивидуально для каждого прибора.

В результате подстановок (6.11) и (6.12) в (6.10) получим

$$I_j = K_0 \sum_{i=1}^{n} \beta_{ji} C_i p_i. \qquad (6.13)$$

Система уравнений (6.13) не имеет решения, если $j<i$; имеет одно решение при $j=i$ и несколько решений при $j>i$. Решением в последнем случае, который обычно встречается на практике, считаются значения парциальных давлений p_i, для которых квадраты невязок уравнений (6.13) имеют минимальное значение.

Для проведения газового анализа ионизационными приборами в диапазоне давлений $10^5 \cdot 10^{-1}$ Па приходится прибегать к использованию схемы понижения давления (рис. 6.9). Из баллона *1*, заполненного исследуемой смесью газов, через капилляр U_1 смесь газов поступает в камеру *2*, откуда она откачивается насосом *3* через трубопровод U_2. К камере *2* подключается газоанализатор, в который попадает смесь газов при давлении p_2, отличном от давления p_1. Если $p_1 \gg p_2$ и проводимость трубопровода U_2 значительно меньше быстроты откачки насоса для всех газов, составляющих анализируемую смесь, то из условия равенства потоков, входящих и выходящих из камеры *2*, $U_1 p_1 = U_2 p_2$, откуда $p_2 = p_1 U_1 / U_2$.
Это соотношение не учитывает влияния адсорбционных процессов после напуска газа в камеру *2* и откачивающего действия анализатора на измеряемое давление.

Отношение проводимостей U_2/U_1, а следовательно, и степень снижения давления p_1/p_2 могут достигать значений 10^3—10^6. При молекулярном режиме течения газа в трубопроводах отношение U_1/U_2 не зависит от давления и молекулярной массы газа, т. е. парциальное давление каждой компоненты смеси в камере *2* будет пропорционально ее парциальному давлению в камере *1*. При этом процентный состав смеси в камере анализатора сохранится таким же, как и в исследуемом объеме.

§ 6.8. Десорбционная масс-спектрометрия

Десорбционная масс-спектрометрия — *это анализ остаточных газов, присутствующих в вакуумных камерах, основанный на различиях в их теплотах адсорбции.*

Для проведения анализа необходимо в камеру с исследуемым газом, имеющую обычный манометрический преобразователь, поместить прогреваемую прямым пропусканием электрического тока вольфрамовую нить. Перед началом работы нить обезгаживается прогревом до 2500 К. После охлаждения на поверхности нити адсорбируются молекулы остаточных газов. Степень покрытия поверхности молекулами остаточных газов согласно (3.31) может быть рассчитана по формуле

$$\Theta_i = \frac{b_i p_i}{1 + b_i p_i}\left(1 - e^{-A_i t_a}\right), \qquad (6.14)$$

где p_i — парциальное давление i-газа; t_a — время взаимодействия;

$$b_i = \frac{f_i \tau_i}{a_{mi}\sqrt{2\pi m_i kT}}; \quad A_i = \frac{1}{\tau_i} + \frac{f_i p_i}{a_{mi}\sqrt{2\pi m_i kT}}; \quad \tau_i = \tau_0 e^{Q_{ai}/(RT)} —$$

среднее время нахождения молекулы в адсорбированном состоянии; Q_{ai} — теплота адсорбции i-газа.

Время взаимодействия t_a выбирается достаточным для того, чтобы экспонентой в выражении (6.14) можно было пренебречь. Минимально необходимое время можно определить экспериментально. При увеличении t_a выходной сигнал будет сначала линейно возрастать, а затем при $t_a > 4{,}6/A_i$ примет постоянное значение. В этом случае формулу (6.14) можно упростить:

$$\Theta_i = b_i p_i/(1 + b_i p_i).$$

При нагревании нити будет происходить десорбция поглощенных газов. В камере, внутри которой находится нить и манометрический преобразователь, давление при этом повысится на величину

$$\Delta p_i = a_{mi}\Theta_i AkT/V, \qquad (6.15)$$

где A — поверхности нити; a_{mi} — число молекул, необходимых для образования мономолекулярного слоя i-газа; V — объем камеры.

Повышение давления Δp_i для газов с различной теплотой адсорбции будет происходить при различных температурах нити, что

и используется для определения состава и количества остаточных газов.

Если адсорбирующую поверхность предварительно охладить до температуры жидкого азота, то можно провести анализ газов, имеющих малые значения теплоты адсорбции. На рис. 6.10 представлен пример спектра масс, полученного методом десорбционной масс-спектрометрии. Там же показано изменение температуры нити T. Существенное отличие такого спектра от получаемых на ионизационных газоанализаторах состоит в том, что пики располагаются не в последовательности возрастания массовых чисел, а в порядке увеличения теплоты адсорбции. Этим методом хорошо разрешаются пики газов N_2 и CO, имеющих одинаковое массовое число.

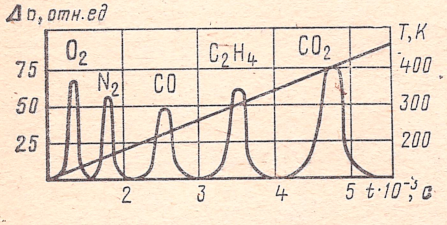


Рис. 6.10. Спектр масс, получаемый методом десорбционной масс-спектрометрии

При расшифровке масс-спектрограмм следует пользоваться спектрами чистых газов, так как из-за наличия на поверхности нити адсорбционных центров с различной активностью они могут иметь несколько пиков. Для повышения чувствительности метода следует увеличивать адсорбирующую поверхность, например, путем нанесения активных адсорбентов или травления.

Недостатком метода является невозможность регистрации плохо адсорбируемых газов: He, Ne, H_2.

§ 6.9. Оже-спектрометрия

Оже-спектрометрия — *это метод анализа веществ по характерным энергиям электронов, эмиттируемых при внутриатомном переходе электронов между энергетическими уровнями.*

Если на атом воздействует какое-либо излучение (рентгеновское, электронное и т. д.), энергия которого достаточна для ионизации одной из его внутренних электронных оболочек, то образовавшееся при этом вакантное место может быть заполнено электроном с меньшей энергией связи из другой оболочки. Энергия, освобождающаяся при указанном переходе, может превысить энергию связи электрона в одной из внешних оболочек атома, что будет сопровождаться эмиссией электрона. Так, если образовавшаяся в результате внешнего воздействия вакансия на K-уровне заполняется электронами с M-уровня, а выделяющаяся энергия передается электрону с N-уровня, то этот процесс называют KMN-Оже-переходом. Кинетическая энергия электрона, эмиттированного в результате этого перехода, определяется выражением

$$E_{KMN} = E_K - E_M - E_N,$$

где E_K, E_M — энергия связи электронов на K и M оболочках атома;

E_N — энергия связи на уровне N в атоме с однократно ионизованным уровнем M.

Абсолютное значение энергии эмиттируемых электронов в зависимости от атомного номера элемента и типа перехода может изменяться от 20 до 3000 эВ.

В электронной Оже-спектрометрии, получившей наибольшее распространение для ионизации внутренних атомных уровней, используется первичный поток электронов. Вероятность ионизации внутренних атомных уровней зависит от энергии первичного пучка. Максимум вероятности наблюдается при энергии первичных электронов в 3—5 раз большей, чем потенциал ионизации соответствующего уровня. Глубина выхода Оже-электронов в среднем около 1 нм, т. е. получаемая этим методом информация относится к поверхности исследуемого образца.

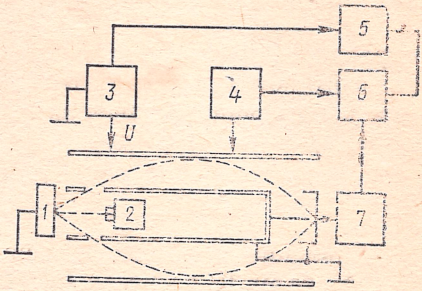


Рис. 6.11. Структурная схема электростатического анализатора типа «цилиндрическое зеркало»

Структурная схема электростатического анализатора типа «цилиндрического зеркала», применяемого в Оже-спектрометрии, представлена на рис. 6.11. Первичный пучок электронов из блока *2* попадает на мишень *1*. Вторичные электроны через щели во внутреннем цилиндре попадают на вход электронного умножителя *7*. Энергия электронов, проходящих через щели анализатора, зависит от напряжения U, подаваемого от источника *3* на внешний цилиндр. Это напряжение и используется для развертки энергетического спектра электронов, записываемого на двухкоординатном самописце *5*. Генератор синусоидальных напряжений *4* и усилитель с синхронным детектором *6* позволяют дифференцировать и фильтровать от помех выходной сигнал. На рис. 6.12 показан спектр нержавеющей стали, полученный на таком анализаторе.

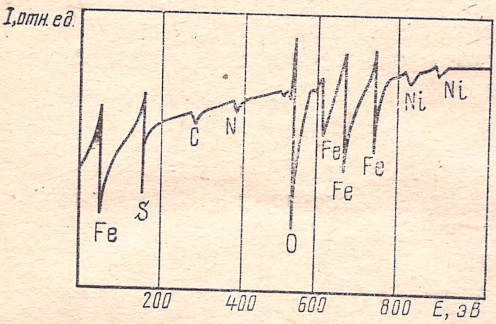


Рис. 6.12. Оже-спектр нержавеющей стали

Метод Оже-спектрометрии нашел широкое применение для контроля элементарного состава поверхности, оценки эффективности различных методов очистки подложек и способов получения атомночистых поверхностей, процессов диффузии и миграции, эпитаксии, адсорбции и десорбции.

§ 6.10. Методы измерения газовых потоков

Поток газа, выраженный в условных единицах потока, определяется выражением

$$Q=\frac{d(pV)}{dt}=p\frac{dV}{dt}+V\frac{dp}{dt}, \qquad (6.16)$$

справедливым при постоянной температуре газа. Для измерения газового потока могут быть использованы методы постоянного объема и постоянного давления. При $V=\text{const}$ (метод постоянного объема) из (6.16) следует

$$Q=V\frac{dp}{dt}\approx V\frac{\Delta p}{\Delta t}. \qquad (6.17)$$

Давление газа, поступающего или выходящего из камеры, имеющей объем V, за промежуток времени Δt изменяется на Δp. Измеряя Δp и Δt и подставляя значения в (6.17), находят величину газового потока Q.

При $p=\text{const}$ (метод постоянного давления) из (6.16) следует

$$Q=p\frac{dV}{dt}\approx p\frac{dV}{dt}. \qquad (6.18)$$

В этом случае газ входит или выходит при постоянном давлении из камеры с изменяющимся объемом. Измеряя скорость изменения объема газа $\Delta V/\Delta t$, из (6.18) найдем поток газа.

При количественной оценке герметичности вакуумных камер измеряют поток натекания воздуха, проникающего через течи. Для камер известного объема можно воспользоваться выражением (6.17). В случае применения течеискателя для измерения потока газа, его выходной прибор должен быть проградуирован.

Для градуировки используют калиброванные течи пробного газа. Если постоянная течеискателя

$$K_т=Q_к/(\alpha_к-\alpha_0),$$

$Q_к$ — поток пробного газа из калиброванной течи; α_0 и $\alpha_к$ — показания выходного прибора течеискателя, соответствующие фоновому потоку пробного газа и его потоку из калиброванной течи, то поток натекания определяют из выражения

$$Q=K_т(\alpha-\alpha_0),$$

где α — показания выходного прибора при размещении обследуемого объекта в атмосфере пробного газа.

Отношение потока натекания пробного газа Q к потоку натекания воздуха B можно записать в следующем виде:

$$\frac{Q}{B}=\frac{\Delta p_и}{p_1-p_2}\frac{U_{пг}}{U_в}.$$

Здесь $U_в$ — проводимость течи по воздуху; $U_{пг}$ — проводимость течи по пробному газу; $\Delta p_и$ — перепад давлений при испытаниях: (p_1-p_2) — рабочая разность давлений.

Выражая отношение проводимостей через температуры и молекулярные массы, получим

$$\frac{Q}{B}=\frac{\Delta p_{\text{и}}}{p_1-p_2}\sqrt{\frac{T_{\text{пг}}}{T_{\text{в}}}\frac{M_{\text{в}}}{M_{\text{пг}}}}, \qquad (6.19)$$

где $T_{\text{пг}}$ и $T_{\text{в}}$ — температуры пробного газа и воздуха; $M_{\text{пг}}$ и $M_{\text{в}}$ — молекулярные массы пробного газа и воздуха.

По заданному значению B из (6.19) определяют необходимый поток пробного газа течеискателя Q. Если в вакуумной системе имеется несколько мест, где возможно натекание, и эти места будут проверять поочередно, то минимальный поток, регистрируемый течеискателем, должен быть соответственно уменьшен:

$$Q_n=\frac{Q}{n}k_{\text{в}},$$

n — число возможных натеканий; $k_{\text{в}}$ — вероятность существования натеканий, меньших чувствительности течеискателя (при $n=15\div20$; $k_{\text{в}}\approx0{,}3$).

Чувствительность течеискателя может быть выражена через поток пробного газа Q, через концентрацию пробного газа γ в смеси газов, проходящих через течеискатель, и через парциальное давление пробного газа в течеискателе p:

$$K_Q=\alpha/Q;\ K_\gamma=\alpha/\gamma;\ K_p=\alpha/p,$$

при этом показания прибора α записывают в делениях самой чувствительной шкалы.

Между чувствительностями K_Q, K_γ, K_p в связи с тем, что $Q=pS_{\text{эф}}=Q_0\gamma$, могут быть записаны следующие соотношения:

$$K_Q=K_p/S_{\text{эф}}=K_\gamma/Q_0,$$

где $S_{\text{эф}}$ — эффективная быстрота откачки пробного газа; Q_0 — общий поток газа в течеискателе.

За достоверный принимается отсчет $\alpha_{\min}$, вдвое превышающий все случайные отклонения стрелки выходного прибора, вследствие как нестабильности самого прибора, так и флуктуаций в содержании веществ, вызывающих фоновый отсчет. По достоверному отсчету $\alpha_{\min}$ и чувствительностям течеискателя можно определить минимальный поток газа $Q_{\min}$, наименьшую концентрацию $\gamma_{\min}$, минимальное парциальное давление газа $p_{\min}$, регистрируемые прибором:

$$Q_{\min}=\alpha_{\min}/K_Q;$$

$$\gamma_{\min}=\alpha_{\min}/K_\gamma;$$

$$p_{\min}=\alpha_{\min}/K_p.$$

§ 6.11. Методы течеискания

Широкое распространение получили методы определения натеканий, основанные на различных физических явлениях: газовых законах, высокочастотном разряде, теплопередаче, ионизации и т. д.

Метод опрессовки относится к числу наиболее простых. При работе по этому методу в объеме создается избыточное давление газа, а сам объем погружается в жидкость. Образование пузырьков свидетельствует об истечении газа. При погружении объекта в воду, находящуюся при атмосферном давлении, и избыточном давлении опрессовки в объекте, равном 10^5 Па, минимальные натекания, регистрируемые этим методом, составляют 10^{-7} м^3·Па/с. При вакуумировании пространства над жидкостью чувствительность метода может быть увеличена в 50 раз.

Одной из разновидностей метода является погружение объектов в нагретую жидкость. Изменение давления газа в закрытом сосуде, вызванное изменением его температуры, на основании уравнения состояния может быть подсчитано по формуле

$$(p_2 - p_1)/p_1 = (T_2 - T_1)/T_1,$$

где p_1 и T_1 — давление и температура газа до нагревания; p_2 и T_2 — давление и температура газа после нагревания.

Вода может быть нагрета без образования пузырей до 80° С, что соответствует избыточному давлению $2 \cdot 10^4$ Па. Минимальное регистрируемое натекание при испытаниях составит в этом случае $2{,}0 \cdot 10^{-6}$ м^3·Па/с. При использовании для этих целей масла, которое можно нагревать до 200° С и получать избыточное давление $6{,}8 \cdot 10^4$ Па, регистрируемое натекание составляет $5 \cdot 10^{-7}$ м^3·Па/с.

Метод высокочастотного разряда может быть применен только для нахождения течи в стеклянных системах при давлениях от $5 \cdot 10^2$ до $5 \cdot 10^{-1}$ Па. При приближении электрода трансформатора «Тесла» к месту течи образуется направленный разряд, указывающий на место течи. Разновидность этого метода, использующая изменение цвета разряда от состава газа, может применяться и для металлических систем, в которые вмонтирована стеклянная разрядная трубка. Если места, где возможно натекание, смочить или обдуть пробным веществом — ацетоном, бензином, углекислым газом, то в случае наличия течи цвет разряда изменяется с красного на серый.

Манометрический метод испытаний на герметичность состоит в следующем: место, в котором предполагают наличие течи, обдувают пробным газом или смачивают пробной жидкостью. Из-за зависимости чувствительности манометра от рода газа наблюдается изменение его показаний, свидетельствующее о течи. В случае применения пробных жидкостей можно добиться бо́льшей чувствительности метода, так как количество вещества, проникающего через капилляр в жидком состоянии, значительно больше, чем в газообразном. При давлении в системе $\sim 10^{-5}$ Па с помощью водорода обычным манометрическим преобразователем могут быть зарегистрированы течи до 10^{-7} м^3·Па/с. Компенсация фонового тока манометра или использование дифференциальной схемы включения двух манометров, на один из которых действует пробный газ, позволяет обнаружить течи до 10^{-11} м^3·Па/с.

Метод палладиевого барьера основан на способности палладия хорошо пропускать водород при $t = 700 \div 800°$ С, оставаясь непроницаемым для всех остальных газов. Этот метод является разновидностью манометрического метода. Вакуумная система обдувается водородом, а манометрический преобразователь, являющийся течеискателем, отделен от вакуумной системы палладиевой перегородкой. Чувствительность метода определяется остаточным давлением газов в преобразователе и в случае тщательного обезгаживания может быть не меньше, чем для манометрического метода с применением компенсации общего тока.

Люминесцентный метод применяется обычно для стеклянных приборов. При выдерживании объекта в течение определенного времени в растворе люминофора капиллярные течи заполняются люминофором, который впоследствии легко обнаруживается в виде точек или полос при облучении ртутно-кварцевыми лампами. Минимальная регистрируемая течь 10^{-9}—10^{-11} м^3·Па/с.

Галогенные и газоаналитические течеискатели реагируют на попадание в них пробного газа и могут работать как при атмосферном давлении в сочетании с методом опрессовки, так и в вакууме при обдувании системы пробным газом. Галогенные течеискатели используют способность платины, нагретой до 800—900° С, резко увеличивать эмиссию положительных ионов в случае присутствия в атмосфере газов, содержащих галогены. В газоаналитических течеискателях используется разница между теплопроводностями воздуха и пробного газа. Минимальное натекание, регистрируемое галогенными и газоаналитическими течеискателями, равно 10^{-8} м^3·Па/с.

Масс-спектрометрический метод определения натеканий является в настоящее время наиболее точным. В нем используется способность масс-спектрометра непрерывно регистрировать парциальное давление пробного газа в вакуумной системе. В качестве пробного газа используют гелий, хорошо проникающий в молекулярном режиме через капилляры и содержащийся в небольшом количестве в воздухе. Минимальные течи, обнаруживаемые масс-спектрометрическим методом, могут достигать 10^{-13} м^3·Па/с.

Радиоизотопный метод поиска течей состоит в том, что испытуемые объекты в течение некоторого времени выдерживаются в атмосфере радиоактивного газа. После удаления радиоактивного газа и тщательной очистки поверхностей от радиоактивных загрязнений излучающими остаются только приборы, имеющие течь, причем интенсивность излучения оказывается пропорциональной величине течи.

Метод накопления основан на длительном накоплении пробного газа в объекте, отключенном от насосов. Это позволяет добиться в дальнейшем увеличения чувствительности других методов определения натеканий.

Характеристики течеискателей, выпускаемых промышленностью, даны в табл. П.10.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. В чем состоит различие между статическими и динамическими газоанализаторами?
2. Какие способы развертки спектра применяются в магнитных масс-спектрометрах?
3. От чего зависит разрешающая способность омегатрона?
4. Чем объяснить большое быстродействие хронотрона?
5. Как происходит разделение ионов по массам в квадрупольном газоанализаторе?
6. Почему ионизационные газоанализаторы не могут работать при давлениях $1—10^5$ Па?
7. Какое свойство молекул газа используется для их разделения по массам в десорбционной масс-спектрометрии?
8. Чем определяется энергия вторичного электрона, образовавшегося при Оже-процессах?
9. Каковы требования к пробному газу в течеискании?
10. Каким способом можно проверить герметичность неразборных объектов с внутренними полостями?

Глава 7

РАСЧЕТ И ПРОЕКТИРОВАНИЕ ВАКУУМНЫХ СИСТЕМ

§ 7.1. Типовые вакуумные системы

В зависимости от особенностей технологического процесса, могут быть выбраны различные способы откачки.

Традиционной вакуумной системой можно считать систему на пароструйных и вращательных насосах (рис. 7.1) *.

В откачиваемом объекте *1* высокий вакуум $10^{-5}—10^{-3}$ Па создается пароструйным насосом *8*. Ловушка *16*, чаще всего охлаждаемая азотом, снижает обратный поток паров рабочей жидкости пароструйного насоса в откачиваемый объект. Затвор *4*, отключая объект *1*, позволяет проверить эффективность вакуумной ловушки по манометру *5* и работоспособность пароструйного насоса по манометрам *6* и *7*. Манометр *7*, обычно термопарный, служит для грубой оценки высокого вакуума. По его показаниям определяют возможность включения ионизационного манометра, работа которого при высоких давлениях (больше 1 Па) приводит к перегоранию катода.

Манометрические преобразователи *2* и *3*, подключенные к откачиваемому объекту, измеряют вакуум в процессе откачки, а при отключенной вакуумной системе позволяют замерить скорость натекания и газовыделения в откачиваемом объекте.

Ловушка *10*, снабженная манометром *9*, охлаждается водой и снижает загрязнение высоковакуумного насоса парами рабочей жидкости вращательного насоса. Работоспособность вращательного насоса *14* может быть проверена при закрытых клапанах *12* и *15* по показаниям термопарного манометра *13*. Клапан *15* применяет-

* Условные графические обозначения элементов вакуумных систем, используемые в книге, приведены в табл. П.12.

ся для напуска атмосферного воздуха в механический насос во время его остановки для предотвращения попадания рабочей жидкости насоса в вакуумную систему.

Автоматический вакуумный клапан *11* закрывается при случайном отключении электросети и остановке вращательного насоса. Клапан *15* при этом автоматически открывается. Клапан *12* позволяет дросселировать поступление воздуха во вращательный насос при длительной откачке больших объемов, так как вращательные насосы не приспособлены к длительной работе при высоких давлениях и быстро перегреваются.

Основными недостатками рассмотренной выше схемы являются: высокое предельное давление (выше 10^{-5} Па); загрязнение откачиваемой камеры парами рабочих жидкостей насосов; малая быстрота откачки; большое количество вспомогательной арматуры; большой расход энергии.

К преимуществам можно отнести: высокую надежность и наличие комплектующих изделий.

Для снижения предельного давления и уменьшения загрязненности парами рабочей жидкости откачиваемый объект можно предварительно прогреть. Прогревают манометры *2, 3,* клапан *4* и ловушку *16*. Для очистки камеры в зависимости от типов масел температура прогрева должна составлять 300—600° С. Обычно выбирают температуру прогрева 400—450° С. Между насосом *8* и ловушкой *16* может быть установлена дополнительная ловушка, предохраняющая во время прогрева откачиваемый объект от попадания паров рабочей жидкости.

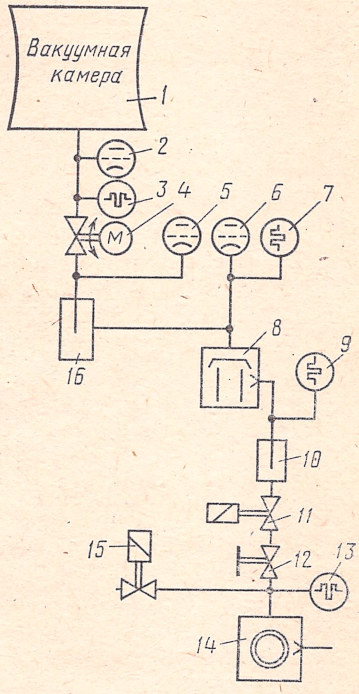


Рис. 7.1. Вакуумная система для получения высокого вакуума (10^{-2}—10^{-5} Па) с применением пароструйного и вращательного насосов

Эксплуатация такой системы с двумя азотными ловушками позволяет получать вакуум 10^{-8} Па на обычных паро-ртутных и паромасляных насосах. Применение сорбционных ловушек и паромасляных насосов также позволяет снижать предельное давление до 10^{-8}—10^{-9} Па на серийных насосах. Параметры системы улучшаются с применением специальных сортов масел с низкой упругостью пара (10^{-8}—10^{-9} Па при $T=298$ К), но при этом в процессе работы возможно образовывание на поверхностях обрабатываемых изделий пленки масел.

В **комбинированной системе откачки** (рис. 7.2) получение сверхвысокого вакуума осуществляется с помощью сорбционного *1*, пароструйного *10* и вращательного *13* насосов, причем предельное давление в камере *4* находится в пределах возможностей сорбционного насоса (10^{-6}—10^{-9} Па). Вся сверхвысоковакуумная часть системы *15*, в которую входят клапаны *3, 6*, измерительная аппаратура *2, 5* прогревается с целью обезгаживания. Во время прогрева и тренировки сорбционного насоса выделяющиеся газы откачиваются вспомогательной системой, состоящей из затворов *11, 14*, измерительной аппаратурой *7, 8, 12*, ловушки *9* пароструйного и вращательного насосов. Давление запуска сорбционных насосов в этой схеме может быть на уровне 10^{-3}—10^{-4} Па, что позволяет использовать любые типы сорбционных насосов и, в частности, ионно-геттерные распылительные насосы, имеющие наиболее низкое давление запуска. Для магниторазрядных насосов часто ограничиваются одним вращательным насосом, снабженным сорбционной ловушкой.

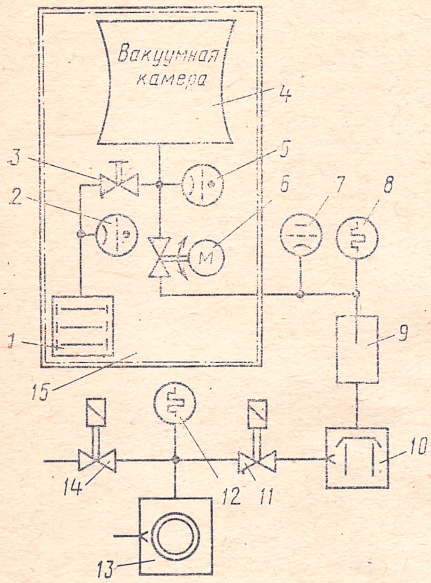


Рис. 7.2. Комбинированная система откачки сорбционным пароструйным и вращательным насосами:

1 — сорбционный насос; *2, 5, 7, 8, 12* — измерительная аппаратура; *3, 6, 11, 14* — затворы; *4* — камера; *9* — ловушка; *10* — пароструйный насос; *13* — вращательный насос; *15* — прогреваемый блок

Преимущества такой схемы откачки: надежность запуска сорбционных насосов; высокое предельное давление за счет тщательного обезгаживания сорбционных насосов. Недостатки схемы следующие: возможность загрязнения откачиваемого объекта парами рабочей жидкости пароструйных насосов; ухудшение параметров сорбционных насосов, например магниторазрядных, при совместной работе с масляной системой откачки за счет загрязнения электродов продуктами крекинга паров масла в газовом разряде.

Безмасляная сорбционная система откачки представлена на рис. 7.3. От системы (рис. 7.2) она отличается тем, что запуск и обезгаживание сорбционного насоса *12* производятся с помощью двух последовательно работающих адсорбционных насосов. Один из них *7* откачивает атмосферный воздух из объекта *1* и вакуумной системы, а второй *8* поглощает газы, выделяющиеся во время прогрева сверхвысоковакуумной системы и тренировки сорбционного насоса. Клапаны *5, 9* предназначены для коммутации насосов, а клапан *6* — для выпуска откачанного газа в атмосферу.

В связи с тем, что предельное давление агрегата из двух адсорбционных насосов, измеряемое манометром *4*, равно 10^{-1} Па, в качестве сорбционного насоса в схеме рис. 7.3 можно применять дуговые и магниторазрядные насосы, имеющие более высокое давление запуска.

Высокое давление во время тренировки и обезгаживания магниторазрядного насоса и всей сверхвысоковакуумной системы (10^{-1} Па по сравнению с давлением 10^{-3}—10^{-4} Па в схеме на рис. 7.2) не вызывает окисления деталей, так как спектр остаточных газов адсорбционных насосов содержит в основном инертные газы и водорд. Обезгаживание сверхвысоковакуумной системы, в которую кроме насоса и вакуумной камеры входят клапаны *2, 10* и манометры *3, 13,* осуществляется с помощью нагрева печью *11* до температуры 300—400° С в течение 4—8 ч. Такие прогревы выполняются периодически: при запуске установки и после попадания атмосферного воздуха в магниторазрядный насос.

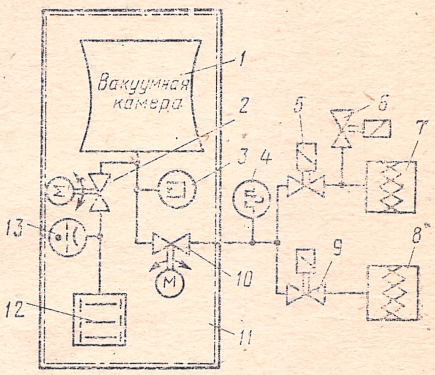


Рис. 7.3. Безмасляная система откачки магниторазрядным и адсорбционным насосами:

1 — камера; *2, 5, 6, 9, 10* — клапаны; *3, 4, 13* — измерительная аппаратура; *7, 8* — адсорбционные насосы; *12* — магниторазрядный насос; *11* — печь для прогрева части системы

В схемах безмасляной откачки широко применяются магнитные манометры, плохо работающие в масляных системах из-за загрязнения электродов продуктами крекинга масла в газовом разряде.

Вакуумная система с применением турбомолекулярных насосов показана на рис. 7.4. Система предварительного разрежения состоит из вращательного насоса *13,* клапанов *10, 12, 14,* ловушки *9,* манометров *8, 11.* Она обеспечивает на выхлопном патрубке турбомолекулярного насоса *7* выпускное давление 1 Па. В таких системах для предварительной откачки возможно применение адсорбционных насосов с увеличенной быстротой откачки по водороду.

В высоковакуумной части, состоящей из вакуумной камеры *1,* манометров *2, 3, 5, 6* и затвора *4,* ловушку для паров масла обычно не ставят. Турбомолекулярный насос, хорошо откачивая пары масла, выполняет ее функции. Для предотвращения проникновения паров масла в откачиваемый объект во время остановки и запуска турбомолекулярного насоса через натекатель *16* напускается балластный инертный газ.

Для обезгаживания и очистки откачиваемого объекта и сверхвакуумной части системы от загрязнений ее прогревают в печи *15* до температуры 300—400° С, турбомолекулярный насос в отличие от сорбционного обычно не прогревается.

Рассматриваемая система обеспечивает вакуум 10^{-6} Па без прогрева и 10^{-8}—10^{9} Па при прогреве сверхвысоковакуумной части системы.

Централизованными системами откачки (рис. 7.5) называют вакуумные системы, в которых выпускное давление для нескольких включенных параллельно высоковакуумных насосов обеспечивается работой одного насоса предварительного разрежения. Они применяются в многопозиционных полуавтоматах откачки с вращающимися пароструйными насосами, в помещениях с большим количеством однородного вакуумного оборудования и т. д.

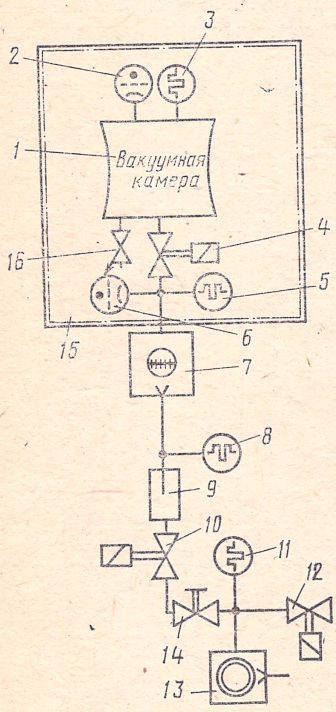


Рис. 7.4. Вакуумная система с турбомолекулярными насосами:

1 — камера; *2, 3, 5, 6, 8, 11* — измерительная аппаратура; *4, 10, 12, 14* — клапаны; *7* — турбомолекулярный насос; *9* — ловушка; *13* — вращательный насос; *15* — прогреваемый блок; *16* — натекатель

Вакуумные установки V_1, ..., V_n откачиваются высоковакуумными насосами $П_1$, ..., $П_n$ через автоматические клапаны K_1, ..., K_n. Присоединение высоковакуумных насосов к трубопроводу предварительного разрежения *III* производится автоматическими клапанами B_1, ..., B_n. Трубопроводы *I* и *II* служат для предварительной откачки воздуха из вакуумных установок. С помощью трубопровода *I* давление понижается от атмосферного до 10^2 Па, а с помощью *II* — от 10^2 до 5 Па.

Каждый трубопровод откачивается одним механическим насосом. В системе имеется резервный механический насос, который в случае аварии может быть подключен к любому из трех трубопроводов. Механические насосы подключаются к трубопроводам затворами с ручным управлением.

Включение и работа централизованной системы откачки осуществляется в следующем порядке:

1) проводится откачка в течение 2—3 мин от атмосферного давления через трубопровод *I*, причем затворы D_n открыты, C_n, K_n и E_n — закрыты, клапаны B_n открыты, высоковакуумные насосы $П_n$ откачиваются через трубопроводы *III*;

2) с помощью реле времени производится переключение системы с *I* на *II* трубопровод, при этом затворы D_n закрываются, затворы C_n открываются, откачка ведется до давления 5 Па;

3) манометрический преобразователь M_n, например типа МТ-6, в схеме блокировочного вакуумметра при давлении 5Па подключает к установке паромасляные насосы, при этом затворы B_n и C_n закрываются, затворы E_n и K_n открываются;

4) после того как в объеме получено рабочее давление, паромасляные насосы вновь переключаются на трубопровод *III*, при этом затворы E_n закрываются, а B_n открываются.

Для бесперебойной работы централизованной вакуумной системы в случае аварии применяют защиту централизованного трубопровода от вакуумных установок и вакуумных установок от централизованного трубопровода.

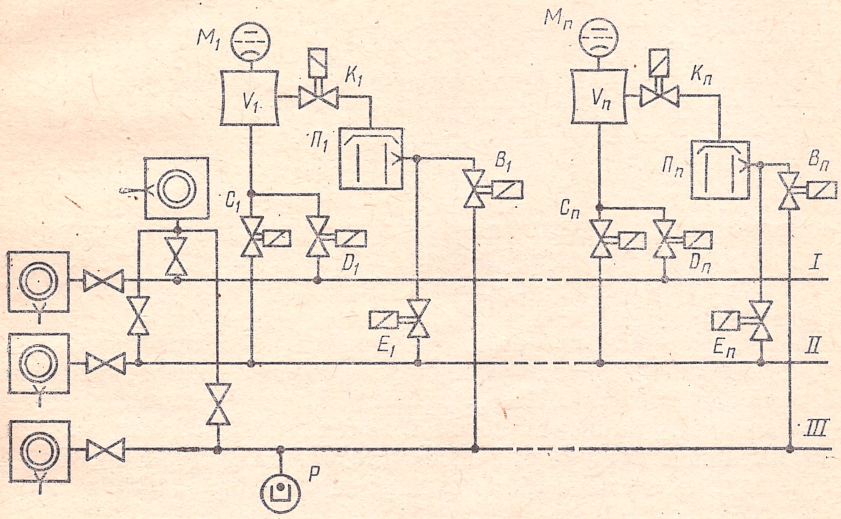


Рис. 7.5. Централизованная вакуумная система

Первая защита срабатывает от манометрических преобразователей $M_1, \ldots, M_n$ в случае повышения давления в вакуумной установке выше допустимого (в случае пароструйных насосов 6—8 Па), при этом клапаны K_n автоматически закрываются.

Вторая защита срабатывает от вакуумного реле *P*, установленного в централизованном трубопроводе, если давление в нем превысит допустимую величину; при этом клапаны B_n автоматически закрываются.

Централизованные откачные системы в описанном виде рассчитаны на применение высоковакуумных насосов, требующих непрерывного предварительного разрежения. Для высоковакуумных сорбционных насосов централизованная система откачки может работать без трубопровода *III*.

Если число вакуумных установок не слишком велико или общий объем вакуумной системы соизмерим с объемом централизованного трубопровода, то можно отказаться от трубопровода *I*. Таким образом централизованные системы откачки могут быть также двух- и однолинейные.

Экономические соображения позволяют определить целесообразность применения защит в случае аварии. Если вероятность ава-

рии мала, а ее последствия легко устранимы, то эксплуатация обеих или одной из защит оказывается экономически нерентабельной.

§ 7.2. Выбор коэффициентов использования насосов

Отношение эффективной быстроты откачки насоса к быстроте откачки во входном патрубке называется *коэффициентом использования насоса*:

$$K_и = S_{эф}/S_н. \tag{7.1}$$

Вводя коэффициент использования насоса $K_и$ в основное уравнение вакуумной техники согласно (4.9), получим

$$U = S_н \frac{K_и}{1 - K_и}. \tag{7.2}$$

Выражение (7.2) можно считать одной из форм основного уравнения вакуумной техники, удобной для выбора проводимости вакуумной системы от насоса до объекта, если известна быстрота откачки насоса.

Определение оптимального значения коэффициента использования для любой вакуумной установки проводится исходя из экономических соображений. При этом необходимо учитывать, что при увеличении коэффициента использования уменьшаются затраты, связанные с приобретением и эксплуатацией вакуумных насосов, но увеличиваются расходы на изготовление трубопроводов и арматуры.

Стоимость откачки одного литра газовой смеси, коп/л.:

$$C = \frac{C_н + C_в + t_o(З_н + З_в)}{t_o S_{эф}}. \tag{7.3}$$

Здесь t_o — срок окупаемости, с; $C_н = C_1 S_н^{K_1}$ — стоимость насоса, коп.; $C_в = C_2 U^{K_2}$ — стоимость трубопроводов, затворов, ловушек и другой вспомогательной арматуры, коп; $З_н = C_3 S_н^{K_3}$ — эксплуатационные расходы на насос, коп/с; $З_в = C_4 U^{K_4}$ — эксплуатационные расходы на арматуру, коп/с; C_1, C_2, C_3, C_4 и K_1, K_2, K_3, K_4 — постоянные, зависящие от условий производства и эксплуатации вакуумного оборудования. Уравнение (7.3) можно записать в виде

$$C = A_1 K_и^{-K_1} + A_2 (1 - K_и)^{-K_2} + A_3 K_и^{-K_3} + A_4 (1 - K_и)^{-K_4}, \tag{7.4}$$

где

$$A_1 = C_1 S_{эф}^{K_1 - 1}/t_o;\ A_2 = C_2 S_{эф}^{K_2 - 1}/t_o;$$
$$A_3 = C_3 S_{эф}^{K_3 - 1};\ A_4 = C_4 S_{эф}^{K_4 - 1}.$$

Дифференцируя (7.4) по $K_и$ и приравнивая полученное выражение нулю, получим условие экстремума:

$$\frac{dC}{dK_и} = -K_1 A_1 K_и^{-(K_1+1)} + A_2 K_2 (1 - K_и)^{-(K_2+1)} -$$
$$- A_3 K_3 K_и^{-(K_3+1)} + A_4 K_4 (1 - K_и)^{-(K_4+1)} = 0. \tag{7.5}$$

Решая уравнение (7.5), можно найти оптимальное значение коэффициента использования $K_и$, соответствующего минимальной стоимости откачки 1 л газовой смеси.

При произвольных значениях постоянных $K_1, \ldots, K_4$ уравнение (7.5) не имеет решения в явном виде. В связи с этим рассмотрим упрощенный случай, когда $K_1=K_2=K_3=K_4=1$. Тогда (7.5) примет следующий вид:

$$-\frac{C_1}{t_0 K_и^2}+\frac{C_2}{t_0(1-K_и)^2}-\frac{C_3}{K_и^2}+\frac{C_4}{(1-K_и)^2}=$$
$$=0. \qquad (7.6)$$

Из (7.6) для определения $K_и$ можно получить уравнение

$$(1-A_5)K_и^2-2K_и+1=0, \qquad (7.7)$$

где

$$A_5=\frac{C_2+C_4t_0}{C_1+C_3t_0}.$$

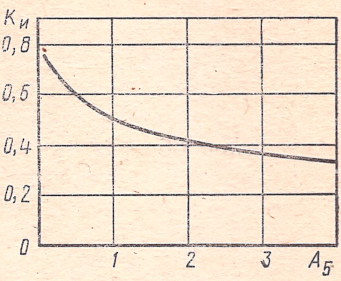


Рис. 7.6. Зависимость коэффициента использования насоса $K_и$ от соотношения затрат на арматуру и откачные средства A_5

Коэффициент A_5 представляет собой отношение затрат на приобретение и эксплуатацию арматуры к затратам на приобретение и эксплуатацию насосов. При $A_5=1$ следует очевидное значение для коэффициента $K_и=0{,}5$.

Так как $K_и$ всегда меньше единицы, найдем решение уравнения (7.7) в виде

$$K_и=(1-\sqrt{A_5})/(1-A_5).$$

Зависимость $K_и=f(A_5)$ представлена на рис. 7.6.

§ 7.3. Определение суммарного газовыделения и натекания

Газовый поток, откачиваемый насосом, во время работы вакуумной установки имеет несколько составляющих:

$$Q=Q_с+Q_т+Q_{pV}, \qquad (7.8$$

где $Q_с=Q_г+Q_н$ — суммарное газовыделение и натекание в вакуумную установку; $Q_г$ — газовыделение из конструкционных материалов; $Q_н$ — натекание через оболочку вакуумной камеры; $Q_т$ — технологическое газовыделение; Q_{pV} — поток газа, находившегося в вакуумной камере до начала процесса откачки. Рассмотрим подробнее каждую из указанных составляющих.

Газовыделение из конструкционных материалов происходит за счет следующих процессов: адсорбционного газовыделения, диффузионного газовыделения, газопроницаемости. Расчет каждого из указанных процессов рассматривался в гл. 3.

Адсорбционным газовыделением деталей, прошедших вакуумный отжиг непосредственно в вакуумной камере, можно прене-

бречь. Особенно нежелательными составляющими газовыделения являются пары воды и масел. Вода конденсируется на стенках вакуумной камеры во время напуска атмосферного воздуха и при загрузке обрабатываемых изделий. Конструктивным способом уменьшения адсорбционного газовыделения паров воды является использование шлюзовых загрузочных устройств.

Диффузионное газовыделение можно частично снизить общим прогревом установки, для чего требуются температуры от 450 до 1000° С. Способами борьбы с диффузионным газовыделением являются правильный выбор конструкционных материалов, их предварительное обезгаживание при высокой температуре в печах вакуумного или водородного отжига или охлаждение в процессе работы.

Газопроницаемость зависит от толщины вакуумных материалов. Ее нужно обязательно учитывать для деталей, имеющих малую толщину, сильфонов, мембран и т. д. Конструктивными способами уменьшения газопроницаемости являются использование установок с «двойным» вакуумом и охлаждение деталей во время работы непосредственно в вакуумной камере.

Для определения удельного газовыделения можно воспользоваться приведенными в табл. 7.1 значениями коэффициентов и фор-

Таблица 7.1

Удельное газовыделение некоторых материалов при комнатной температуре

Материал	Обработка	Удельное газовыделение после часа откачки q, $м^3 \cdot Па/(м^2 \cdot с)$	Коэффициенты	
			A	B
Сталь нержавеющая	Без обработки	$1{,}75 \cdot 10^{-4}$	—3,4	$7{,}3 \cdot 10^{-5}$
	Обезгаживание при 450° С в течение 15 часов	$10^{-8} \cdot 10^{-10}$	—	—
Сталь конструкционная	Без обработки	$4{,}1 \cdot 10^{-4}$	—3,2	$4{,}2 \cdot 10^{-5}$
	Хромирование	$1{,}3 \cdot 10^{-7}$	—	—
	Обезгаживание при 450° С в течение 15 часов	10^{-8}—10^{-10}	—	—
Медь	Без обработки	$2 \cdot 10^{-4}$	—3,5	$4{,}0 \cdot 10^{-5}$
	Обезгаживание при 450° С в течение 15 часов	10^{-8}—10^{-10}	—	—
Латунь	Без обработки	$3{,}3 \cdot 10^{-4}$	—3,4	$3{,}1 \cdot 10^{-5}$
Алюминий	То же	$6 \cdot 10^{-6}$	—	—
Никель	»	$7 \cdot 10^{-6}$	—	—
Резина вакуумная	»	10^{-2}	—	—
Полиэтилен	»	10^{-4}	—	—
Фторопласт	»	$3 \cdot 10^{-4}$	—	—

Примечание: 1 $м^3 \cdot Па/(м^2 \cdot с) = 7{,}5 \cdot 10^{-4}$ л.торр/($см^2 \cdot с$)

мулой

$$\lg q = A - Bt.$$

Тогда суммарное газовыделение вакуумной камеры можно рассчитать по формуле

$$Q_г = q_1 П_1 + q_2 П_2 + \ldots + q_n П_n,$$

где q_1, q_2 ,.., q_n — удельное газовыделение материалов, прошедших различную технологическую обработку или работающих при различных температурах; $П_1$, $П_2$, ..., $П_n$ — площади поверхностей соответствующих материалов, обращенные в вакуум; n — число материалов.

Натекание через оболочку вакуумной камеры происходит как по разборным и неразборным соединениям, которые не могут обеспечить абсолютную герметичность, так и по сплошному материалу. Величина возможного натекания в вакуумную установку определяется как

$$Q_н = K_в m Q_{теч}.$$

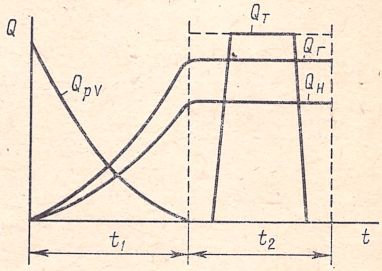


Рис. 7.7. Зависимость составляющих газового потока от времени откачки

$Q_{теч}$ — наименьший поток, регистрируемый течеискателем (табл. П.10); m — число последовательно проверяемых соединений; $K_в = 0{,}1 \div 0{,}3$ — вероятность существования течи, меньшей чувствительности течеискателя.

Резервом уменьшения $Q_н$ является сокращение числа проверяемых соединений. Предельным случаем является $m = 1$, когда проверяется негерметичность всей установки. В случае работы с гелиевым течеискателем всю установку помещают в полиэтиленовые колпаки (или другие камеры, размер которых зависит от размеров установки), заполненные гелием.

Технологическое газовыделение связано с типом обрабатываемого объекта и способом осуществления технологического процесса. В проектировочных расчетах его значение принимается постоянным.

Все составляющие газового потока, откачиваемого насосом, входящие в формулу (7.8), являются функцией времени работы вакуумной установки (рис. 7.7). Поток Q_{pV} существует только во время неустановившегося режима работы t_1. В установившемся режиме работы за время t_2 потоки $Q_г$ и $Q_н$ остаются постоянными.

В зависимости от способа задания Q расчеты вакуумных систем можно разделить на проектировочные и проверочные. Проектировочный расчет производится по данным, имеющимся для сходных по назначению вакуумных установок. После окончания проектировочного расчета и разработки конструкции вакуумной установки можно произвести проверочный расчет, определив величину рас-

четного потока Q с учетом типов и формы вакуумных материалов, использованных при конструировании вакуумной камеры и трубопроводов.

§ 7.4. Выбор вакуумных насосов

Выбор вакуумных насосов может производиться при установившемся режиме работы насосов при заданном газовом потоке и рабочем давлении. При этом условием установившегося режима является равенство быстрот откачки и газовыделения:

$$S_{эф} = S_Q.$$

Здесь $S_Q = \frac{Q}{p}$ — быстрота газовыделения; $S_{эф} = S_p K_и$ — эффективная быстрота откачки насоса; p — рабочее давление; $K_и$ — коэффициент использования насоса; S_p — быстрота откачки насоса при давлении p.

Быстроту откачки насоса при давлении p можно определить, рассматривая производительность насоса Q как разницу прямого $Q_п$ и обратного $Q_{об}$ потоков в трубопроводе, соединяющем насос с откачиваемым объектом:

$$Q = S_p p_н = Q_п - Q_{об} = S_н p_н - Q_{об},$$

где $S_н$ — максимальная быстрота откачки насоса. При $p_н = p_{пр}$ ($p_{пр}$ — предельное давление насоса) $Q = 0$; $S_н p_н - Q_{об} = 0$; $Q_{об} = S_н p_{пр}$. Тогда для быстроты откачки можно получить

$$S_p = S_н \left(1 - \frac{p_{пр}}{p_н}\right). \tag{7.9}$$

Теперь выражение для эффективной быстроты откачки насоса с учетом (7.9) примет следующий вид:

$$S_{эф} = S_н K_и \left(1 - \frac{p_{пр}}{p_н}\right). \tag{7.10}$$

Воспользуемся уравнением сплошности потока $S_{эф} p = S_р p_н$, записанным в виде

$$p_н = \frac{S_{эф}}{S_p} p = K_и p. \tag{7.11}$$

Подставим (7.11) в (7.10):

$$S_{эф} = S_н K_и [1 - p_{пр}/(K_и p)]. \tag{7.12}$$

Возвращаясь к исходному предположению об установившемся характере течения газа и воспользовавшись (7.12), имеем

$$S_н K_и [1 - p_{пр}/(K_и p)] = Q/p,$$

откуда можно найти быстроту откачки насоса $S_н$, указываемую в каталогах на вакуумное оборудование:

$$S_н = Q/(K_и p - p_{пр}). \tag{7.13}$$

Это уравнение для заданных Q, $K_и$ и p можно использовать для выбора вакуумных насосов по быстроте откачки. Для того чтобы выбрать по каталогу насос с наименьшей быстротой откачки, необходимо, чтобы предельное давление выбираемого насоса $p_{пр} \ll K_и p$.

По формуле (7.13) можно выбрать и все последующие насосы. При этом рабочим давлением i-го насоса $p = p_i$ будет для насосов, сжимающих газ, максимальное выпускное давление предыдущего насоса, а для сорбционных насосов — их давление запуска $p_{в(i-1)}$:

$$p_i = p_{в(i-1)}/\eta,$$

где η — коэффициент запаса, который может иметь значения от 2 до 10.

Выбор насосов может быть сделан также из условия обеспечения заданного времени работы вакуумной установки в неустановившемся режиме t_1. Для давлений, меньших атмосферного, с достаточно высокой точностью можно принять, что течение газа происходит изотермически, т. е. $pV = \text{const}$.

Продифференцируем это уравнение

$$dpV + pdV = 0,$$

откуда имеем

$$dV = -dpV/p.$$

Разделим это уравнение на dt и, учитывая, что $\frac{dV}{dt} = S_{эф}$, получим

$$dt = -Vdp/(S_{эф}p). \qquad (7.14)$$

После интегрирования в пределах от t_1 до t_2 и от p_1 до p_2 при постоянной $S_{эф} = S_н K_и$:

$$S_н = \frac{S_{эф}}{K_и} = \frac{2{,}3V \lg (p_1/p_2)}{K_и (t_2 - t_1)}. \qquad (7.15)$$

Выражение (7.15) удобно для выбора быстроты откачки насоса при молекулярном режиме течения газа при давлениях значительно больших предельного давления насоса, если выполняется принятое предположение о постоянстве быстроты откачки насоса и коэффициента использования $K_и$.

В вязкостном режиме течения при откачке объекта через трубопровод круглого поперечного сечения уравнение (7.14) можно записать в следующем виде:

$$dt = -\frac{Vdp(S_н + U)}{S_н U p}, \qquad (7.16)$$

где $U = Cp$; $C = 182d^4/l$ для длинного трубопровода (2.35).

Интегрируя (7.16) в пределах от t_1 до t_2 и от p_1 до p_2, получим

$$S_н = \frac{2{,}3V \lg (p_1/p_2)}{(t_2 - t_1) - \frac{V}{C}\left(\frac{1}{p_2} - \frac{1}{p_1}\right)}.$$

§ 7.5. Определение конструктивных размеров соединительных трубопроводов и арматуры

Для определения общей проводимости трубопровода от насоса до откачиваемого объекта воспользуемся уравнением (7.2):

$$U_0 = S_и K_и/(1-K_и),$$

U_0 — общая проводимость вакуумной системы от насоса до откачиваемого объекта.

Чтобы коэффициент использования насосов не ухудшился по сравнению с нормируемой величиной, в эту формулу нужно подставлять значение быстроты откачки насоса $S_н$, выбранное из таблиц с запасом.

Если на участке вакуумной системы от насоса до откачиваемого объекта имеется несколько последовательно соединенных элементов — трубопроводов, клапанов, ловушек и т. п., число которых равно m, то должно выполняться условие

$$\frac{1}{U_0} = \frac{1}{U_1} + \frac{1}{U_2} + \ldots + \frac{1}{U_m}. \qquad (7.17)$$

Причем если $U_1 = U_2 = \ldots = U_i = \ldots = U_m$, то $U_i = mU_0$.

Из уравнения (7.17) следует очевидный вывод: *общая проводимость трубопровода всегда меньше, чем проводимость любого из элементов.*

При параллельном соединении элементов вакуумной системы

$$U_0 = \sum_{i=1}^{m} U_i.$$

Когда проводимости отдельных элементов трубопровода найдены, необходимо задать им конструктивные размеры. При определении размеров трубопровода его длиной задаются исходя из условия удобства размещения элементов вакуумной системы на каркасе, где будет монтироваться установка. Диаметры трубопроводов и отверстий рассчитывают по их проводимостям из формул, приведенных в гл. 2 (см. табл. 2.3).

Режим течения газа можно определить по рабочему давлению и диаметру входного патрубка насоса.

Сложные элементы — ловушки, клапаны, затворы — чаще всего выбираются стандартными по известной проводимости. В тех случаях, когда это по каким-либо причинам невозможно, приходится разрабатывать нестандартные элементы. При этом для расчета проводимости сложный элемент разделяется на более простые, для которых имеются расчетные формулы.

Проходимость или вероятность прохождения элемента молекулой газа в молекулярном режиме течения $P = U_i/U_{от}$, где U_i — проводимость элемента; $U_{от}$ — проводимость входного отверстия, можно представить в виде функции

$$P\left(\frac{d_1}{l_1}, \frac{d_2}{l_2}, \ldots, \frac{d_{m1}}{l_{m1}}, \frac{d_1^2}{d_0^2}, \frac{d_2^2}{d_0^2}, \ldots, \frac{d_{m2}^2}{d_0^2}\right),$$

зависящей только от отношения размеров элемента: d_i и l_i — диаметров и длин трубопроводов, d_0 — диаметра входного отверстия. Значение указанной функции известно, так как известна проводимость элемента и диаметр входного отверстия, обычно равный диаметру предыдущего элемента. Поэтому можно записать уравнение, в котором неизвестным будет один относительный размер, принятый в качестве основного, остальные соотношения размеров следует задать в соответствии с конструкцией системы.

Рассмотрим пример расчета проводимости ловушки с поперечными щитками (рис. 7.8). Сопротивление такой ловушки при молекулярном режиме течения можно представить как сумму сопротивлений четырех отверстий диаметром $d_{от}$, имеющих проводимость $U_{от}$ (л/с), и трубопровода с проводимостью U_l (л/с):

$$\frac{1}{U}=\frac{4}{U_{от}}+\frac{1}{U_l}, \quad (7.18)$$

где $U_{от}=9{,}1d_{от}^2$; $U_l=12{,}1d^3/l$ (d и l в см).

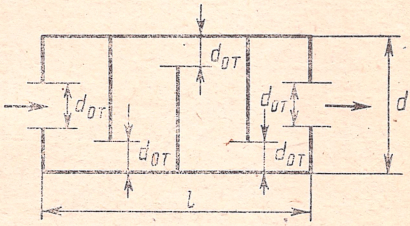


Рис. 7.8. Схема ловушки с поперечными щитками

Из (7.18) запишем выражение для проводимости ловушки

$$U=U_{от}U_l/(4U_l+U_{от}).$$

Рассчитаем проходимость элемента, зависящую только от соотношения его геометрических размеров:

$$P=\frac{U}{U_{от}}=\frac{U_l}{4U_l+U_{от}}=\frac{12{,}1\dfrac{d}{l}\dfrac{d^2}{d_{от}^2}}{48{,}4\dfrac{d}{l}\dfrac{d^2}{d_{от}^2}+9{,}1}.$$

Так как U задано, а $d_{от}$ выбирается равным диаметру предшествующего элемента, то, если задаться соотношением d/l, проходимость элемента будет известна. Воспользовавшись тем, что $U=pU_{от}$, можно найти наружный диаметр ловушки:

$$d=d_{от}\sqrt{\frac{9{,}1U}{12{,}1\dfrac{d}{l}(9{,}1d_{от}^2-4U)}},$$

а затем и все остальные размеры.

§ 7.6. Графическая проверка выбора вакуумных насосов и определение совместности их работы

Правильность выбора вакуумных насосов может быть проверена графически. На рис. 7.9 в логарифмических координатах построены характеристики двух выбранных насосов $S_{н1}=f_1(p)$ и

$S_{н2}=f_2(p)$. Эти характеристики имеются в литературе для всех стандартных насосов. На том же рисунке построены графики быстроты натекания и газовыделения $S_Q=Q/p$. Пользуясь основным уравнением вакуумной техники, можно построить зависимости $S_{эф1}(p)$ и $S_{эф2}(p)$, так как размеры трубопроводов, а следовательно, и проводимости U уже определены:

$$S_{эф1}=S_{н1}U_1/(S_{н1}+U_1);\quad S_{эф2}=S_{н2}U_2/(S_{н2}+U_2).$$

Здесь U_1 — проводимость вакуумной системы от первого насоса до откачиваемого объекта; U_2 — проводимость вакуумной системы от второго насоса до первого, причем U в общем случае является функцией давления.

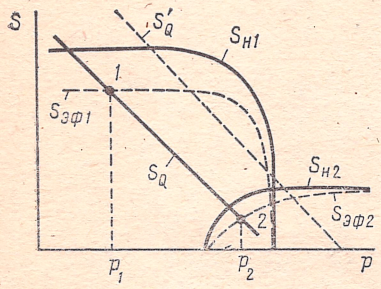


Рис. 7.9. Графическая проверка выбора насосов

Для приближенного расчета общей проводимости U_0 сложного трубопровода при смене режимов течения газа введем понятие эквивалентной длины трубопровода: $l_э=A/U_0$, причем $A=12{,}1d^3$ для молекулярного режима течения воздуха при $T=293$ К; $A=10{,}9d^3+182d^4p_{ср}$ для молекулярно-вязкостного режима течения воздуха при $T=293$ К; $A=182d^4p_{ср}$ для вязкостного режима течения воздуха при $T=293$ К (l и d — в см, p — в торр).

Для упрощения расчетов принимаем эквивалентную длину трубопровода постоянной и не зависящей от режима течения газа в трубопроводе. По известной проводимости U_0' при одном режиме течения можно найти проводимость U_0'' при любом другом режиме течения: $U_0''=(A''/A')\,U_0'$.

Точка 1 пересечения кривых $S_{эф1}$ и S_Q соответствует установившемуся режиму работы первого насоса. Давление в точке пересечения должно быть равно рабочему давлению первого насоса p_1. Аналогично по пересечению кривых $S_{эф2}$ и S_Q можно найти рабочее давление второго насоса p_2.

При малом газовыделении ($Q=S_Qp$) условием запуска системы является взаимное пересечение кривых эффективной быстроты откачки $S_{эф1}$ и $S_{эф2}$. При этом второй насос часто работает вблизи своего предельного давления. В случае больших газовыделений достаточным условием запуска системы можно считать отсутствие двойного пересечения кривых S_Q и $S_{эф1}$ в промежутке давлений от p_1 до p_2. В противном случае (для S_Q') запуск системы невозможен. Возможность запуска системы следует проверять как для сорбционных, так и механических насосов. Для механических насосов кроме возможности запуска следует определить совместность работы.

При правильном выборе вакуумных насосов совместность их работы при заданой производительности Q в установившемся режи-

ме работы установки должна выполняться автоматически. В установках с переменным газовыделением и натеканием необходимо определять области совместной работы насосов по газовому потоку и давлению.

Нахождение области совместности работы насосов удобно делать графически (рис. 7.10), считая, что в любой момент времени поток остается квазистационарным, т. е. выполняется условие сплошности потока $Q_1 = Q_2$ (Q_1—производительность откачки первого насоса в вакуумной камере; Q_2 — производительность откачки второго насоса в сечении выхлопного патрубка первого насоса).

Значения Q_1 и Q_2 как функции давления можно рассчитать, воспользовавшись кривыми эффективной быстроты откачки насосов $S_{эф1}$ и $S_{эф2}$ (см. рис. 7.9), по формулам:

$$Q_1 = S_{эф1}p;\ Q_2 = S_{эф2}p.$$

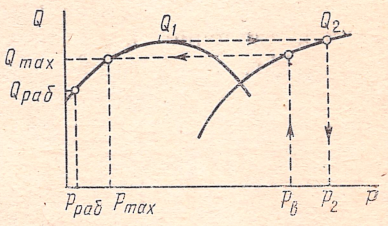


Рис. 7.10. Графическая проверка совместности работы вакуумных насосов

Любой насос, требующий для своей работы насос предварительного разрежения, имеет максимум на кривой зависимости производительности насоса от давления. *Если при максимальной производительности предыдущего насоса последующий обеспечивает на его выхлопном патрубке давление p_2 меньшее максимального выпускного давления предыдущего насоса $p_в$, то они всегда работают совместно.*

Давление p_2, соответствующее максимальной производительности системы, находится из уравнения $Q_{1max} = Q_2(p_2)$, которое удобно решить графически, проводя на рис. 7.10 прямую, параллельную оси p (показана стрелками), от максимума кривой $Q_1(p)$ до пересечения с кривой $Q_2(p)$. Точка пересечения определяет значение p_2.

Если $p_2 < p_в$, то обеспечена полная совместность работы насосов. При $p_2 \geqslant p_в$ совместность работы насосов сохраняется только в диапазоне давлений от $p_{раб}$ до p_{max} и потоков от $Q_{раб}$ до Q_{max}. Нахождение Q_{max} и p_{max} производится обратным построением, начиная от давления $p_в$.

При ограниченной совместности работы насоса в откачиваемом объекте возможны резкие колебания давления при неустойчивом газовыделении. Если суммарный поток, выделяющийся в вакуумной камере, превысит Q_{max}, то в вакуумной камере произойдет резкое повышение давления от p_{max} до $p_в$, которое может превосходить p_{max} на несколько порядков.

В вакуумных системах с устойчивым газовыделением можно ограничиться частичной совместностью работы насосов, что во многих случаях, особенно в сверхвысоковакуумных установках, позволяет существенно снизить требования к насосу предварительного разрежения, улучшить экономические характеристики и удобство эксплуатации вакуумной установки.

§ 7.7. Расчет распределения давления в вакуумной системе

Для расчета графиков распределения давления по длине вакуумной системы в установившемся режиме работы вакуумной установки воспользуемся представлениями о существовании в вакуумной системе прямого и обратного потоков. Производительность откачки Q при этом равна разности прямого и обратного потоков $Q=Q_{\text{п}}-Q_{\text{об}}$, где $Q_{\text{п}}=S_{\text{эф}\,i}p_i$; $S_{\text{эф}\,i}$, p_i — эффективная быстрота откачки и давление в произвольном сечении l_i вакуумной системы (рис. 7.11); $Q_{\text{об}}=p_{\text{пр}\,i}S_{\text{эф}\,i}$; $p_{\text{пр}\,i}$ — предельное давление насоса в рассматриваемом сечении.

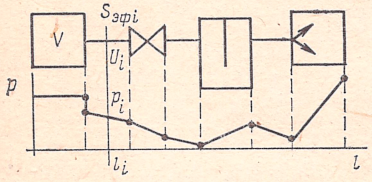


Рис. 7.11. Распределение давления в вакуумной системе

Таким образом,

$$Q=p_iS_{\text{эф}\,i}-p_{\text{пр}\,i}S_{\text{эф}\,i},$$

откуда для расчета давления в произвольном сечении вакуумного трубопровода получаем

$$p_i=\frac{Q}{S_{\text{эф}\,i}}+p_{\text{пр}\,i}. \qquad (7.19)$$

Быстрота откачки насоса $S_{\text{эф}\,i}$ может быть рассчитана по основному уравнению вакуумной техники:

$$S_{\text{эф}}=S_{\text{н}}U_i/(S_{\text{н}}+U_i). \qquad (7.20)$$

Здесь $S_{\text{н}}$ — быстрота откачки насоса; U_i — проводимость трубопровода от насоса до сечения l_i.

Предельное давление $p_{\text{пр}}$ на участке от насоса до ловушки можно брать равным предельному давлению насоса, а на участке от ловушки до откачиваемого объекта — предельному давлению насоса с ловушкой.

Первое слагаемое в формуле (7.19) при перемещении сечения от насоса к объекту всегда возрастает, так как увеличивается сопротивление откачке. Второе слагаемое в той же формуле может уменьшаться только в ловушке. Таким образом, давление при перемещении от насоса к объекту возрастает; на ловушке возможно как увеличение, так и снижение давления в зависимости от того, какое из слагаемых (7.19) будет вносить наиболее существенный вклад в изменение давления. Общий вид типового графика распределения давления по длине вакуумной системы при молекулярном режиме течения показан на рис. 7.11.

Вид функции распределения давления по длине трубопровода в зависимости от режима течения газа по трубопроводу может быть легко проанализирован с учетом (7.20):

$$p_i=\frac{Q}{U_i}+\frac{Q}{S_{\text{н}}}+p_{\text{пр}\,i}. \qquad (7.21)$$

В полученном выражении от l зависит только первое слагаемое Q/U_i. В молекулярном режиме течения U_i не зависит от p и обрат-

но пропорционально l, следовательно, зависимость между p_i и l линейна. Для вязкостного режима течения U_i обратно пропорционально l и прямо пропорционально p_i, т. е. зависимость p_i от l согласно (7.21) будет параболической.

При течении газа в молекулярном режиме через трубу с учетом распределенного по длине трубы газовыделения ее стенок падение давления на участке трубы длиной Δx

$$\Delta p = \frac{q(l-x)\Pi + Q}{Ul/(\Delta x)},$$

где q — удельное газовыделение стенок трубки; l, Π — длина и периметр трубы; x — расстояние от начального до текущего сечения трубы; Q — газовый поток, входящий в трубу через ее конечное сечение; U — проводимость трубы. После интегрирования по длине трубы от 0 до x получим

$$p_x - p_0 = \frac{1}{U_l}\left[Qx + q\Pi\left(lx - \frac{x^2}{2}\right)\right],$$

p_0 — давление в сечении трубы при $x=0$. Таким образом, распределение давления по длине трубопровода, особенно при больших l, может стать нелинейным.

Перепад давления на всем трубопроводе при $x=l$:

$$p_l - p_0 = \frac{1}{U}\left(Q + \frac{q\Pi l}{2}\right). \qquad (7.22)$$

Из (7.22) очевидно, что если $Q \gg q\Pi l/2$, то влиянием собственного газовыделения трубопровода на распределение давления можно пренебречь.

§ 7.8. Расчет форвакуумного баллона

Форвакуумный баллон (форбаллон) устанавливается между высоковакуумным насосом и насосом предварительного разрежения. Он позволяет выключать на длительное время вращательный насос во время работы установки. Поток газа, откачиваемый высоковакуумным насосом, попадает в форбаллон и увеличивает давление в нем от минимального $p_н$, которое достигается при работающем форвакуумном насосе, до максимального p_k, близкого к максимальному выпускному давлению высоковакуумного насоса. Промежуток времени, в течение которого может быть отключен вращательный насос, удобно выбирать равным времени установившегося режима работы установки.

Если весь поток газа, проходящий через высоковакуумный насос, идет на повышение давления в форбаллоне, то можно записать уравнение сохранения массы:

$$Qt' = V_ф(p_к - p_н),$$

где $V_ф$ — объем баллона; t' — время работы после отключения форвакуумного насоса.

Объем баллона из полученного уравнения

$$V_ф = Qt'/(p_к - p_н). \qquad (7.23)$$

Здесь

$$p_к = (0{,}3 \div 0{,}5)p_в;\ p_н = Q/(S_н K_и);$$

$p_в$ — максимальное выпускное давление высоковакуумного насоса; $S_н$ — быстрота откачки вращательного насоса; $K_и$ — коэффициент использования вращательного насоса при откачке форбаллона при давлении $p_н$.

Если в форбаллоне расположить адсорбент, количество поглощенного газа, в котором по уравнению Генри (3.28):

$$A = K_T p G,$$

где G — насыпной объем адсорбента, см^3; K_T — коэффициент адсорбции при температуре T (для активного угля СКТ $K_{293} = 10^2 \div 10^3$; $K_{77} = 10^6 \div 10^7$), то уравнение для расчета форбаллона с адсорбентом запишется в виде

$$Qt'' = V_ф(p_к - p_н) + K_T G(p_к - p_н),$$

откуда

$$V_ф = \frac{Qt'' - K_T G(p_к - p_н)}{p_к - p_н},$$

где t'' — время работы форвакуумного баллона с адсорбентом. Если весь баллон заполнен адсорбентом, то $V_ф = G$. С учетом пористости адсорбента ε объем форбаллона рассчитывается из уравнения

$$Qt'' = \varepsilon V_ф(p_к - p_н) + K_T V_ф(p_к - p_н),$$

тогда

$$V_ф = \frac{Qt''}{(p_к - p_н)(K_T + \varepsilon)}. \qquad (7.24)$$

Из уравнений (7.23) и (7.24) можно определить, во сколько раз увеличится продолжительность работы форбаллона при его заполнении адсорбентом: $t'/t'' = K + \varepsilon$. (Для $T = 293$ К; $K_{293} = 10^3$; $\varepsilon = 0{,}5$; $t''/t' = 10^3$. Для $T = 77$ К; $K_{77} = 10^6$; $\varepsilon = 0{,}5$; $t''/t' = 10^6$.)

Таким образом, применение адсорбента в баллоне для комнатной температуры уменьшает требуемую величину его объема в 10^3 раз, а для температуры жидкого азота в 10^6 раз. Для всех вакуумных систем с механическими насосами необходимо рассчитывать размеры форбаллона. Отказаться от его применения можно только в случае, если в результате расчета окажется, что объем баллона слишком велик по сравнению с размером откачной вакуумной системы или объем баллона слишком мал, и его роль может выполнить соединительный трубопровод.

§ 7.9. Расчет времени неустановившегося режима работы вакуумной установки

Будем считать, что течение газа происходит изотермически, т. е. $pV=\text{const}$. Продифференцировав это равенство, поделив обе его части на dt и учитывая, что $dV/dt=S$, получим

$$dt=-V\,dp/(Sp). \tag{7.25}$$

Проинтегрируем уравнение (7.25) в пределах от t_1 до t_2 и от p_1 до p_2, в результате получим для времени неустановившегося режима работы установки:

$$t=t_2-t_1=-V\int_{p_1}^{p_2} dp/(Sp). \tag{7.26}$$

В общем случае быстрота откачки объекта S в подынтегральном выражении есть функция давления:

$$S=S_{\text{н}}K_{\text{и}}-Q/p,$$

где $S_{\text{н}}$ — быстрота откачки насоса; $K_{\text{и}}=U/(S_{\text{н}}+U)$ — коэффициент использования насоса; U — проводимость между насосом и откачиваемым объектом; p — текущее давление; Q — суммарное газовыделение и натекание.

Рассмотрим частные случаи:

1. Пусть $S=\text{const}$. Такой случай возможен для высоковакуумных насосов при молекулярном режиме течения газа по трубопроводу, когда $S_{\text{н}}=\text{const}$; $U=\text{const}$; $Q\approx 0$. Тогда из (7.26)

$$t=2{,}3\,\frac{V}{S_{\text{н}}K_{\text{и}}}\lg\frac{p_1}{p_2}.$$

2. Пусть $S_{\text{н}}=\text{const}$; $U=Cp$; $Q\approx 0$. Этот случай характерен для работы вращательных насосов при вязкостном режиме течения газа по трубопроводу. Согласно (7.26),

$$t=-V\int_{p_1}^{p_2}\frac{S_{\text{н}}+C_p}{S_{\text{н}}Cp^2}\,dp=-V\int_{p_1}^{p_2}\frac{dp}{Cp^2}-V\int_{p_1}^{p_2}\frac{dp}{S_{\text{н}}p}=$$
$$=\frac{V}{C}\left(\frac{1}{p_2}-\frac{1}{p_1}\right)+2{,}3\,\frac{V}{S_{\text{н}}}\lg\frac{p_1}{p_2}.$$

Поскольку Q нельзя считать равным нулю, необходимо пользоваться графо-аналитическим методом расчета времени откачки. Построим графики эффективной быстроты откачки вакуумных насосов в откачиваемом объеме $S_{\text{эф}\,i}(p)$ и быстрот газовыделения и натекания $S_Q(p)=Q/p$ (рис. 7.12).

Разобьем весь диапазон давлений от атмосферного до рабочего на несколько участков p_1, p_2, ..., p_i, p_{i+1}, в каждом из которых определим в первом приближении среднюю величину:

$$S_{\text{ср}\,i}=\frac{(S_{\text{эф}\,i}-S_{Qi})+(S_{\text{эф}(i+1)}-S_{Q(i+1)})}{2}.$$

Время откачки в этом случае может быть рассчитано по следующей формуле:

$$t = 2{,}3V\left(\frac{1}{S_{ср1}}\lg\frac{p_1}{p_2}+\frac{1}{S_{ср2}}\lg\frac{p_2}{p_3}+\ldots+\frac{1}{S_{ср\,i}}\lg\frac{p_i}{p_{i+1}}+\ldots+\frac{1}{S_{ср\,n}}\lg\frac{p_n}{p_{n+1}}\right),$$

где n — число участков, на которое разбит весь диапазон изменения давления в установке.

Определим время откачки трубопровода с распределенным объемом без учета газовыделения с его стенок. Один конец трубопровода закрыт заглушкой, а второй присоединен к насосу с настолько большой быстротой откачки, что в открытом сечении трубопровода можно считать давление равным нулю.

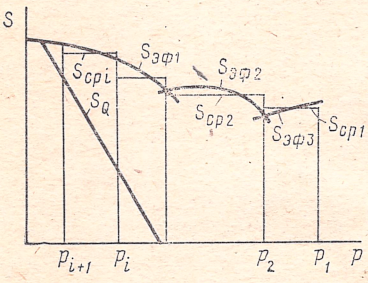


Рис. 7.12. Графо-аналитический расчет времени откачки вакуумной системы

Разность газовых потоков, проходящих через два сечения трубопровода, отстоящие друг от друга на dx и на x от открытого конца трубы, определяет скорость удаления газа:

$$Fdx\frac{\partial p}{\partial t} = -Ul\frac{\partial p}{\partial x}+Ul\left(\frac{\partial p}{\partial x}+\frac{\partial^2 p}{\partial x^2}\right);$$

F — площадь поперечного сечения трубопровода; U, l — проводимость и длина трубопровода.

После упрощения это выражение может быть представлено в виде дифференциального уравнения

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D\frac{\partial^2 p}{\partial x^2};\quad D = Ul/F,$$

имеющего следующие начальные и граничные условия: $t=0$, $p=p_1$; $x=0$, $\partial p/\partial x = 0$; $x=l$, $p=0$.

Решение этого уравнения имеет вид

$$p = p_1\frac{4}{\pi}\sum_{k=1}^{\infty}\frac{(-1)^{k-1}}{(2k-1)}\cos\left[\frac{\pi}{2}(2k-1)\frac{x}{l}\right]\exp\left[-\frac{\pi^2}{4}(2k-1)^2\tau\right],$$

где $\tau = Dt/l^2 = Ut/V$, $V = Fl$ — объем трубопровода.

Для $\tau \geqslant 0{,}1$ и $x=0$ это уравнение можно записать в виде

$$p \approx p_1\frac{4}{\pi}\exp\left(-\frac{\pi^2}{4}\tau\right),$$

откуда следует, что время откачки от давления p_1 до p_2 в закрытом сечении трубопровода

$$t \approx \frac{V}{U}\lg\frac{p_1}{p_2}.$$

§ 7.10. Расчет централизованных систем

В централизованных системах откачки одним насосом одновременно откачиваются несколько объектов, подключенных к общему коллектору. Для расчета системы централизованной откачки воспользуемся схемой, показанной на рис. 7.13. Вакуумный насос через трубопровод l_1 проводимостью U_1 подключен к коллектору

длиной $l_к$. Откачиваемые объекты с газовыделениями Q_1, ..., Q_n соединены с коллектором через соединительные трубопроводы длиной L_1, ..., L_n и характеризуются коэффициентом одновременности работы m и коэффициентами нестабильности рабочего давления g_1, ..., g_n, значения которых известны.

Для коллектора на участках между последовательно подключенными откачиваемыми объектами в установившемся режиме справедливы следующие уравнения газовых потоков:

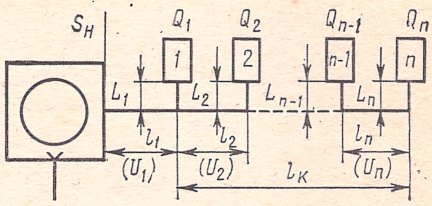


Рис. 7.13. Расчетная схема централизованной системы откачки

$$
\begin{aligned}
m\sum_{i=2}^{n} Q_i g_i &= U_2(p_2-p_1);\\
m\sum_{i=3}^{n} Q_i g_i &= U_3(p_3-p_2),\\
&\cdots\cdots\cdots\cdots\\
mQ_n g_n &= U_n(p_n-p_{n-1}).
\end{aligned}
\qquad (7.27)
$$

Перепишем систему (7.27) в виде

$$
\begin{aligned}
p_2 &= p_1+\frac{m}{U_2}\sum_{i=2}^{n} Q_i g_i;\\
p_3 &= p_1+m\left(\frac{1}{U_2}\sum_{i=2}^{n} Q_i g_i+\frac{1}{U_3}\sum_{i=3}^{n} Q_i g_i\right);\\
&\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\\
p_n &= p_1+m\left(\frac{1}{U_2}\sum_{i=2}^{n} Q_i g_i+\ldots+\frac{Q_n g_n}{U_n}\right).
\end{aligned}
\qquad (7.28)
$$

При заданных размерах коллектора, определяющих проводимости U_2, ..., U_n, потоках Q_2, ..., Q_n и давлению в одной из точек подключения откачиваемых объектов (обычно p_n) из системы (7.28) могут быть определены давления во всех остальных сечениях коллектора, в том числе и давление p_1.

Если задаться двумя давлениями p_1 и p_n, то можно определить по проводимостям U_2, ..., U_n необходимый диаметр коллектора.

Быстрота действия насоса выбирается согласно формуле (7.13)

$$S_н = Q_c/(K_1 p_1 - p_{пр}), \qquad (7.29)$$

где $Q_c = m\sum_{i=1}^{n} Q_i g_i$ — суммарная производительность откачки; K_1 — коэффициент использования насоса; p_1 — давление в сечении коллектора, соответствующем подключению первого откачиваемого объекта.

Проводимость первого трубопровода определяется соотношением

$$U_1 = K_1 S_н / (1 - K_1).$$

где $S_н$ рассчитывается по формуле (7.29). По найденному значению проводимости V_1, при длине трубопровода l_1, предварительно определив режим течения газа, можно найти диаметр первого трубопровода d_1.

Диаметры соединительных трубопроводов длиной L_1, ..., L_n определяются из их проводимостей по заданному перепаду давления между коллектором и откачиваемыми объектами $U_i' = Q_i / \Delta p_i$.

§ 7.11. Расчет молекулярных потоков в вакуумных системах методом угловых коэффициентов

Большинство вакуумных систем при анализе молекулярных потоков может быть разбито на ряд однородных поверхностей, имеющих одинаковые значения коэффициентов поглощения β и отражения $\rho(\beta + \rho = 1)$. При десорбции молекул со стенок выполняется закон косинуса. Вход молекул в вакуумную систему можно приближенно считать также подчиняющимся косинусному закону. Внешнюю газовую нагрузку можно рассматривать как десорбционный поток с входного сечения.

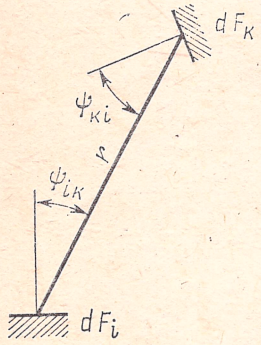


Рис. 7.14. Расчетная схема для определения дифференциальных угловых коэффициентов

В этом случае для системы, состоящей из однородных поверхностей $F_1, F_2, ..., F_i, ..., F_n$, молекулярный поток, покидающий F_i поверхность:

$$Q_i = Q_{\text{д}i} + \rho_i \sum_{k=1}^{n} \varphi_{ki} Q_k, \qquad (7.30)$$

где Q_k — молекулярный поток, покидающий F_k-поверхность; $Q_{\text{д}i}$ — газовыделение с F_i-поверхности; φ_{ki} — угловой коэффициент, определяющий долю молекулярного потока, попадающего от F_k-поверхности на F_i-поверхность.

Для определения угловых коэффициентов выделим на плоскости F_i и F_k элементарные площади и запишем выражение для молекулярного потока, падающего с элементарной площадки dF_k на элементарную площадку dF_i (рис. 7.14), согласно закону косинуса:

$$d^2 Q_{dF_k dF_i} = \frac{dQ_{dF_k} \cos \psi_{ki}}{\pi} d\omega. \qquad (7.31)$$

Здесь dQ_{dF_k} — молекулярный поток, покидающий поверхность dF_k; $d\omega = dF_i \cos \psi_{ik} / r^2$ — телесный угол, под которым площадка dF_i видна с площадки dF_k. Подставляя в (7.31) выражение для

элементарного телесного угла $d\omega$, получим

$$d^2Q_{dF_k dF_i} = dQ_{dF_k} \frac{\cos\psi_{ki}\cos\psi_{ik}}{\pi r^2} dF_i,$$

откуда вероятность вылета молекулы с поверхности dF_k на поверхность dF_i или дифференциальный угловой коэффициент

$$d\varphi_{dF_k dF_i} = \frac{d^2Q_{dF_k dF_i}}{dQ dF_k} = \frac{\cos\psi_{ki}\cos\psi_{ik}}{\pi r^2} dF_i. \qquad (7.32)$$

Интегрируя (7.32) по площади F_i, можно получить локальный угловой коэффициент, определяющий массообмен между элементарной площадкой dF_k и поверхностью F_i;

$$d\varphi_{dF_k F_i} = \int_{F_i} \frac{\cos\psi_{ki}\cos\psi_{ik}}{\pi r^2} dF_i.$$

Средний угловой коэффициент определяется после второго интегрирования по площади F_k:

$$\varphi_{ki} = \frac{1}{F_k} \int_{F_k}\int_{F_i} \frac{\cos\psi_{ki}\cos\psi_{ik}}{\pi r^2} dF_k dF_i.$$

Полученные выражения для расчета угловых коэффициентов определяются только геометрическими характеристиками исследуемой системы. Эти коэффициенты аналогичны угловым коэффициентам теории лучистого теплообмена и обладают свойствами взаимности, замкнутости и аддитивности:

1) угловые коэффициенты взаимодействующих поверхностей обратно пропорциональны их площадям:

$$\varphi_{21}F_2 = \varphi_{12}F_1;$$

2) для замкнутой поверхности, состоящей из n взаимодействующих поверхностей, сумма угловых коэффициентов для любой поверхности по отношению к остальным равна единице:

$$\sum_{k=1}^{n} \varphi_{ik} = 1;$$

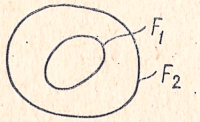
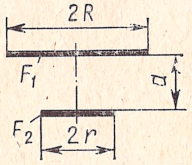
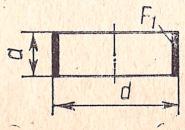
3) угловой коэффициент двух взаимодействующих поверхностей, одна из которых разделена на n частей, равен сумме отдельных угловых коэффициентов:

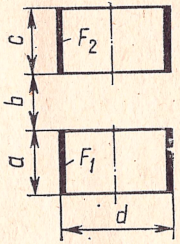
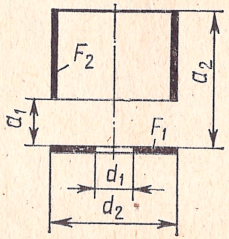
$$\varphi_{ik} = \sum_{j=1}^{n} \varphi_{ikj}.$$

В табл. 7.2 приведены значения угловых коэффициентов для некоторых форм поверхностей, часто встречающихся в вакуумных установках.

Таблица 7.2

Угловые коэффициенты для расчета вакуумных систем

Названия элементов	Схема	Значения коэффициентов	Используемые обозначения
Тело, не имеющее вогнутостей, внутри другого тела		$\varphi_{11} = 0$ $\varphi_{12} = 1$ $\varphi_{21} = F_1/F_2$	—
Два соосных диска		$\varphi_{12} = \frac{1}{2x^2}\left[1 + x^2 + z^2 - \sqrt{(1 + x^2 + z^2)^2 - 4x^2z^2}\right]$ $\varphi_{21} = \frac{x^2}{z^2}\varphi_{12}$ $\varphi_{12} = \varphi_{21} = \frac{1}{4x^2}(\sqrt{1 + 4x^2} - 1)^2$	$x = r/a$ $z = R/a$ $x = z$
Внутренняя поверхность цилиндра		$\varphi_{11} = 1 + y - \sqrt{y^2 + 1}$	$y = a/d$

Названия элементов	Схема	Значения коэффициентов	Используемые обозначения
Цилиндр и цилиндр		$\varphi_{12} = \frac{1}{2y}[2yt + (y+z)\sqrt{1+(y+z)^2} - z\sqrt{1+z^2} - (y+t+z)\sqrt{(y+t+z)^2+1} + (t+z)\sqrt{1+(t+z)^2}]$ $\varphi_{21} = \frac{y}{t}\varphi_{12}$ $\varphi_{12} = \frac{1}{2y}[2yt + y\sqrt{1+y^2} - (y+t)\sqrt{1+(y+t)^2} + t\sqrt{1+t^2}]$	$y = a/d$ $t = c/d$ $z = b/d$ $z = 0$
Цилиндр и диск		$\varphi_{12} = \frac{1}{2(1-f^2)}[4t\sqrt{1+t^2} - 4y\sqrt{1+y^2} - \sqrt{(4t^2+f^2+1)^2-4f^2} + \sqrt{(4y^2+f^2+1)^2-4f^2}]$ $\varphi_{21} = \frac{1-f^2}{4(t-y)}\varphi_{12}$	$f = d_2/d_1$ $t = a_2/d_1$ $y = a_1/d_1$

Зная угловые коэффициенты, можно составить систему уравнений (7.30), решение которой позволяет найти все массообменные характеристики: суммарный поток Q_i, покидающий поверхность F_i; поток молекул $Q_{y\,i}=\sum_{k=1}^{n}\varphi_{ki}Q_k$, ударяющийся о поверхность F_i; поток молекул $Q_{a\,i}=\beta_i Q_{y\,i}$, поглощаемый на поверхности F_i; поток молекул $Q_{отр\,i}=\rho_i Q_{y\,i}$, отраженный от поверхности F_i.

В качестве иллюстрации рассмотрим пример расчета коэффициента захвата откачного устройства в виде цилиндра диаметром d и высотой $l=2d$ с сорбирующими стенками *2* (рис. 7.15). Молекулы входят в цилиндр через отверстие с косинусным распределением. Газовыделение с остальных поверхностей отсутствует. Коэффициент отражения входного отверстия (поверхность *1*) $\rho_1=0$, на стенках $\rho_{2,3}=0{,}5$.

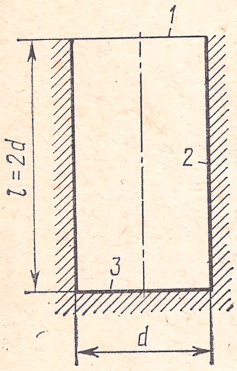


Рис. 7.15. Схема рабочей камеры с сорбирующими стенками

Система уравнений (7.30) для такого объекта может быть записана в таком виде:

$$\begin{aligned} Q_1&=Q_{д1}=\rho_1(\varphi_{11}Q_1+\varphi_{21}Q_2+\varphi_{31}Q_3);\\ Q_2&=Q_{д2}+\rho_2(\varphi_{12}Q_1+\varphi_{22}Q_2+\varphi_{32}Q_3);\\ Q_3&=Q_{д3}+\rho_3(\varphi_{13}Q_1+\varphi_{23}Q_2+\varphi_{33}Q_3). \end{aligned} \qquad (7.33)$$

Для нахождения углового коэффициента φ_{31}, определяющего вероятность попадания молекул с поверхности *3* на поверхность *1*, воспользуемся таблицей 7.2, откуда

$$\varphi_{31}=\frac{l^2}{d^2}\left(\sqrt{1+\frac{d^2}{l^2}}-1\right)^2. \qquad (7.34)$$

Для $l=2d$ из (7.34) $\varphi_{31}=0{,}057$. Для определения остальных угловых коэффициентов воспользуемся условиями симметрии: $\varphi_{31}=\varphi_{13}$; $\varphi_{21}=\varphi_{23}$; $\varphi_{12}=\varphi_{32}$; логическими соображениями: $\varphi_{11}=\varphi_{33}=0$; свойством взаимности: $\varphi_{12}=\varphi_{21}\frac{F_2}{F_1}$; свойством замкнутости: $\varphi_{12}=1-\varphi_{13}$; $\varphi_{22}=1-\varphi_{21}-\varphi_{23}$, которые позволяют найти все остальные коэффициенты:

$$\begin{vmatrix} \varphi_{11} & \varphi_{21} & \varphi_{31} \\ \varphi_{12} & \varphi_{22} & \varphi_{32} \\ \varphi_{13} & \varphi_{23} & \varphi_{33} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 0 & 0{,}943 & 0{,}057 \\ 0{,}236 & 0{,}528 & 0{,}236 \\ 0{,}057 & 0{,}943 & 0 \end{vmatrix}.$$

Решая систему (7.33), получим $Q_1=Q_{д1}$; $Q_2=0{,}66Q_{д1}$; $Q_3=0{,}138Q_{д1}$. Поток молекул, выходящий из объекта через поверхность *1*, определим по формуле $Q_{y1}=\varphi_{11}Q_1+\varphi_{21}Q_2+\varphi_{31}Q_3=0{,}235Q_{д1}$. Коэффициент захвата откачного устройства (вероятность поглощения молекулы, вошедшей в объект через входное отверстие) $\eta=(Q_{д1}-Q_{y1})/Q_{д1}=0{,}765$. Быстрота откачки во входном сечении $S_н=\eta U_{отв}=6{,}9d^2$, где d — в см, $S_н$ — в л/с.

§ 7.12. Математическое моделирование течения газа в высоком вакууме

Определение проводимостей элементов сложной формы, расчет коэффициентов захвата вакуумных насосов и решение ряда других задач можно вполнить математическим моделированием течения газа методом статистических испытаний (Монте-Карло). Рассмотрим методику такого моделирования для определения проводимости элементов сложной формы при молекулярном режиме течения газа. Элемент сложной формы подключен входным отверстием к бесконечно большому объекту. Конфигурацию элемента можно представить математическим описанием, используя каноническое уравнение второго порядка,

$$a_{11}x^2+a_{22}y^2+a_{33}z^2+a_{12}xy+ +a_{23}yz+a_{13}xz= =a_{14}x+a_{24}y+a_{34}z+a_{44}=0. \quad (7.35)$$

с соответствующими ограничениями.

Определим точку в сечении входного отверстия (рис. 7.16), через которую молекула попадет в исследуемый элемент. Согласно условию присоединения элемента к бесконечно большому объему, точка входа молекулы должна быть расположена равновероятно по всей площади входного отверстия.

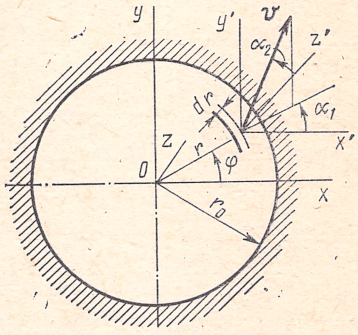


Рис. 7.16. Входное отверстие элемента вакуумной системы

Число молекул, попадающих в кольцо радиуса r и ширины dr,

$$dN=N\frac{2\pi r dr}{\pi r_0^2}, \quad (7.36)$$

где N — общее число молекул, прошедших через входное отверстие.

Найдем плотность вероятности функции распределения молекул по радиусу

$$\delta_r=dN/(Ndr)=2r/r_0^2, \quad (7.37)$$

тогда вероятность того, что молекула попадет в круг радиусом r

$$\xi_1=\int_0^r \delta(r)dr. \quad (7.38)$$

Интеграл в выражении (7.38) изменяется от 0 при $r=0$ до 1 при $r=r_0$. Подставляя (7.37) в (7.38) и интегрируя, получим

$$r=r_0\sqrt{\xi_1}. \quad (7.39)$$

Величина ξ_1 определяется выбором случайного числа, равномерно распределенного в интервале от 0 до 1. Случайные числа

могут определяться с помощью таблиц, физических датчиков и специальных математических процедур.

Наиболее удобно применение процедур, использующих простейшие математические преобразования двух чисел. В качестве начальных, например, можно принять числа U_1 и U_2, каждое из которых меньше 4. Затем сумма U_1+U_2 сравнивается с 4:

если $U_1+U_2>4$, то $\xi_1=(U_1+U_2-4)/4$;

если $U_1+U_2\leqslant 4$, то $\xi_1=(U_1+U_2)/4$.

Таким образом, определяется первое случайное число ξ_1. Затем второе начальное число ставится на место первого, а в качестве второго принимается $4\xi_1$. Определяется следующее случайное число ξ_2 и т. д. В качестве начальных чисел можно выбрать π и $\pi/2$. Этот алгоритм позволяет получить постоянный набор чисел, равномерно распределенных в интервале от 0 до 1.

Выражение (7.39) определяет радиус входа молекул в элемент через сечение входного отверстия. Для определения угловой координаты точки входа используем второе случайное число

$$\varphi=2\pi\xi_2.$$

Направление вектора скорости молекулы в точке входа определяется после генерирования еще двух случайных чисел ξ_3 и ξ_4, так же равномерно распределенных в интервале от 0 до 1:

$$\alpha_1=2\pi\xi_3;\quad \alpha_2=\arcsin\left(\sqrt{\xi_4}\right), \tag{7.40}$$

где углы α_1 и α_2 измеряются в локальной системе координат согласно рис. 7.16. Угол α_1 лежит в плоскости $x'y'$, а α_2 измеряется между осью z' и направлением вектора скорости $\mathbf{v}$. Выражение для α_2 записано из условия закона косинуса для распределения скоростей молекул по направлениям (3.14).

Уравнение прямой, по которой молекула движется внутрь элемента от входного отверстия, в локальной системе координат:

$$\frac{x'}{b'}=\frac{y'}{m'}=\frac{z'}{n'}, \tag{7.41}$$

где b', m', n' — направляющие косинусы прямой в локальной системе координат.

Уравнение (7.41) нужно преобразовать в глобальную систему координат x, y, z, в которой задаются уравнения поверхностей, ограничивающих заданный элемент. В общем виде это преобразование позволяет получить b, m, n — направляющие косинусы прямой в глобальной системе координат:

$$\begin{pmatrix} b \\ m \\ n \end{pmatrix}=\begin{vmatrix} b_1 & m_1 & n_1 \\ b_2 & m_2 & n_2 \\ b_3 & m_3 & n_3 \end{vmatrix}\begin{pmatrix} b' \\ m' \\ n' \end{pmatrix}.$$

Здесь b_1, b_2, b_3 — направляющие косинусы глобальных осей

x, y, z по отношению к оси x'; m_1, m_2, m_3 — по отношению к оси y'; n_1, n_2, n_3 — по отношению к оси z'.

В нашем конкретном случае расположения осей (рис. 7.16): $b=b'$, $m=m'$; $n=n'$.

Решим уравнение прямой в глобальной системе координат:

$$\frac{x-x_1}{b}=\frac{y-y_1}{m}=\frac{z-z_1}{n},$$

где x_1; y_1; z_1 — координаты точки входа молекулы в глобальной системе координат — совместно с уравнением цилиндра $x^2+y^2=r_0^2$; и плоскостей $z=l_1$, l_2, ..., l_n, определяющих конструкцию элемента. Пересечение прямой с плоскостью дает лишь одну точку, а с цилиндром — две. После определения всех точек пересечения выберем одну, находящуюся на минимальном расстоянии от исходной по направлению полета молекулы и лежащую на поверхности элемента.

Для найденной таким образом точки вновь определяется направление вылета молекулы с поверхности, которое задается законом косинуса. Движение молекулы внутри элемента прослеживается до тех пор, пока она не покинет его через входное или выходное отверстие. После чего начинают следующее испытание.

Исход каждого из испытаний есть случайная величина ρ, имеющая два возможных значения X_1 и X_2. Если молекула, вошедшая через входное отверстие, покидает его через выходное, то $\rho=X_1$. В тех случаях, когда молекула не проходит элемент и возвращается обратно, $\rho=X_2$. Для удобства дальнейших вычислений будем считать $X_1=1$; $X_2=0$. Вероятность события $\rho=X_1$ равна $P_{1\to2}$, а события $\rho=X_2$, очевидно, $-(1-P_{1\to2})$.

Математические ожидания случайных величин ρ и ρ^2:

$$M(\rho)=\sum_{i=1}^{2}P_iX_i=P_{1\to2};\quad M(\rho^2)=\sum_{i=1}^{2}P_iX_i^{(2)}=P_{1\to2}$$

Дисперсия случайной величины

$$D(\rho)=M(\rho^2)-[M(\rho)]^2=P_{1\to2}(1-P_{1\to2}).$$

Сумма независимых случайных величин, полученных в результате большого числа испытаний N:

$$\sum=\rho_1+\rho_2+\ldots+\rho_N.$$

Согласно центральной предельной теореме теории вероятности в этом случае справедлив нормальный закон распределения со следующими параметрами:

$$M(\sum)=NM(\rho)=NP_{1\to2};$$

$$D(\sum)=ND(\rho)=NP_{1\to2}(1-P_{1\to2}), \qquad (7.42)$$

откуда на основании правила 3σ $(\sigma=\sqrt{D(\sum)})$ следует, что

$$\sum=M(\sum)\pm3\sigma=NP_{1\to2}\pm3\sqrt{D(\sum)}. \qquad (7.43)$$

Из (7.42) и (7.43) получим окончательное выражение для вероятности прохождения молекулой элемента вакуумной системы:

$$P_{1\to 2}=\frac{\Sigma}{N}\pm 3\sqrt{\frac{P_{1\to 2}(1-P_{1+2})}{N}}. \qquad (7.44)$$

Относительная погрешность вычислений вероятности прохождения молекулой элемента зависит от величины самой вероятности, обратно пропорциональна числу испытаний и в процентах определяется выражением

$$\Delta=300\sqrt{(1-P_{1\to 2})/(NP_{1\to 2})}.$$

Например, при $P_{1\to 2}=0{,}5$ для получения результата с относительной погрешностью $\Delta=5\%$ необходимо провести $N=3600$ независимых испытаний.

Вероятность прохождения молекул через элемент, определенная по формуле (7.44), может быть записана также через отношение проводимости элемента к проводимости входного отверстия:

$$P_{1\to 2}=U_э/U_0.$$

А так как $U_0=36{,}4\sqrt{(T/M)}A$ согласно (2.27), то проводимость элемента

$$U_{гр}=36{,}4\sqrt{\frac{T}{M}}AP_{1\to 2}.$$

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какие участки вакуумных систем прогреваются с целью обезгаживания?
2. Почему форвакуумные централизованные системы выполняются многотрубными?
3. Как определить оптимальное значение коэффициента использования вакуумных насосов?
4. Как определить возможность запуска установки при различных скоростях натекания?
5. Как найти область совместной работы последовательно включенных насосов?
6. Как характер распределения давления по длине трубопровода зависит от режима течения газа?
7. Каково назначение форвакуумного баллона?
8. В чем заключается сущность метода угловых коэффициентов?
9. Какова последовательность этапов математического моделирования течения газа в высоком вакууме методом статистических испытаний?
10. От чего зависит точность метода статистических испытаний?

Таблица П.1

Рабочие жидкости насосов

Рабочая жидкость	ГОСТ; ТУ	Давление насыщенных паров при 20°С, Па	Кинематическая вязкость при 50°С, сСт	Предельное давление насоса, Па	Примечание
ВМ-1	ГОСТ 5671—70	$3 \cdot 10^{-7} \div 5 \cdot 10^{-6}$	65—69	$2 \cdot 10^{-4}$	Плохая термоокислительная стойкость
ВМ-5	ТУ МЗ-43-65	$10^{-8} \div 10^{-6}$	65—75	$5 \cdot 10^{-5}$	То же
ВМ-7	ВТУ МЗ-17—62	$4 \cdot 10^{-6}$	80—95	$2 \cdot 10^{-4}$	Обладает повышенной окислительной стабильностью
5Ф4Э	ТУ 609-497—73	10^{-8}	130—150	$5 \cdot 10^{-7}$	—
ФМ-1	ТУ 602-758—73	10^{-8}	250—270 (при 20° С)	$8 \cdot 10^{-7}$	Обладает высокой термоокислительной стойкостью
ПФМС-2/5л	ТУ 6-02-777—73	$7 \cdot 10^{-7} \div 9 \cdot 10^{-5}$	15—19 (при 20° С)	$2 \cdot 10^{-4}$	То же
ПФМС-3	ОТО 005.019ТУ	$5 \cdot 10^{-5} \div 3 \cdot 10^{-4}$	6,6—9	10^{-3}	Используется для насосов с большим выпускным давлением
Р-1 (ртуть)	ГОСТ 4658—49	10^{-1}	—	—	Используется в паррутных насосах
Р-2	ГОСТ 4658—49	10^{-1}	—	—	То же
ВМ-4	ГОСТ 7903—56	$5 \cdot 10^{-3}$	47—57	—	Используется в ротационных насосах
ВМ-6	РТУ РСФСР № НП 12—61	10^{-6}	40	—	То же
«Г»	ГОСТ 9184—59	$10^{-4} \div 7 \cdot 10^{-4}$	12,5—15,3	—	Используется в бустерных насосах
ВМ-3	РТУ РСФСР № НП 11—61	$10^{-3} \div 10^{-2}$	7—10	—	То же
ПФМС-1	ТУ ГХК ЕУ—246—62	$10^{-3} \div 9 \cdot 10^{-3}$	3,6—4,6	—	»
ТМ-1	ВТУ МЗ-11—62	$8{,}8 \cdot 10^{-3}$	6—9	—	Используется в турбомолекулярных насосах

Основные характеристики	Пластинчато-роторные				Пластинчато-	
	ВН-01	ВН-494	2НВР-1Д	2НВР-5Д	ВН-461М	РВН-20
Быстрота откачки в диапазоне давления 760—1 торр, л/с	0,1	0,22	1,0	5	0,78	2,6
Предельное остаточное давление, торр:						
полное с газобалластом	—	—	$5 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-2}$	—	—
полное без газобалласта	$3 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-2}$
парциальное (по воздуху)	$3 \cdot 10^{-3}$	10^{-3}	$5 \cdot 10^{-4}$	10^{-4}	10^{-3}	$5 \cdot 10^{-3}$
Частота вращения ротора, об/мин	1400	360	1400	1400	540	450
Количество масла, заливаемого в насос, л	—	1,5	0,25	1,5	2,3	0,5
Расход охлаждающей воды, л/ч						Воздушное
Мощность асинхронного трехфазного электродвигателя (50 Гц, 220/380 В), кВт	0,12	0,6	0,25	0,9	0,6	0,6
Диаметр впускного патрубка, мм	8	14	16	25	14	20
Габаритные размеры, мм:						
длина	306	437	310	540	530	613
ширина	135	300	125	160	300	320
высота	170	325	185	270	415	430
Масса насоса с приводом, кг	8,3	34	8,5	27	64	110
Уровень шума, дБ	—	—	72	70	—	—

Таблица П.2

ротационных насосов

статорные и золотниковые

ВН-2МГ	НВГ-5	ВН-1МГ	НВЗ-20	ВН-7	ВН-6Г	НВЗ-300	НВЗ-500
5,8	6,2	18,3	20	59	155	300	500
$2{,}5 \cdot 10^{-1}$	—	$5{,}5 \cdot 10^{-2}$	0,8	—	1—1,5	1,0	1,0
$2{,}3 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$2{,}3 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-2}$
$3 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$	10^{-2}	10^{-2}	$1 \cdot 10^{-2}$
525	540	500	1500	500	360	1000	1000
2	0,75	3,8	—	16	55	—	—
охлаждение				2300	3000	—	—
1,7	1,6	2,8	1,9	7	20	40	55
63	—	75	50	100	150	200	250
748	640	954	—	1370	1560	2075	2910
486	300	580	—	770	980	1510	2060
575	580	745	—	1300	1790	1780	2045
187	105	290	—	690	1557	2714	4577
—	—	—	—	—	—	—	—

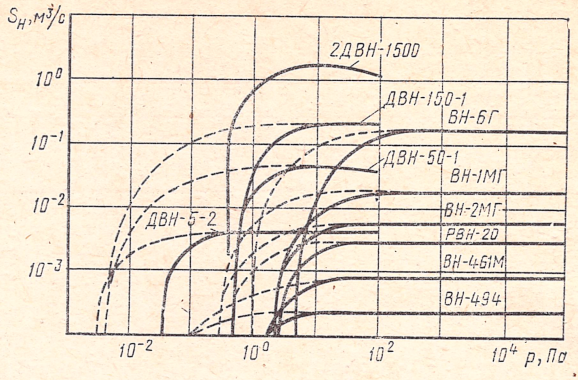


Рис. П.1. Характеристики объемных вакуумных насосов

(_____ без ловушки, — — — — — с ловушкой).

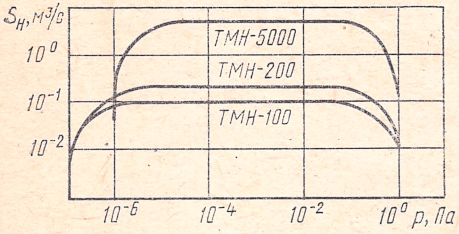


Рис. П.2. Характеристики турбомолекулярных насосов

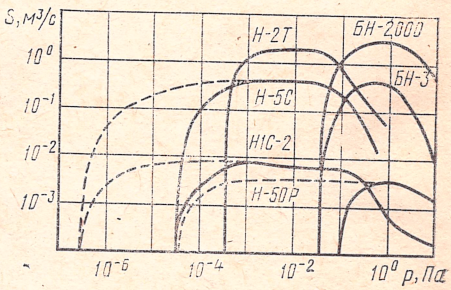


Рис. П.3. Характеристики пароструйных насосов

_____ без ловушки, — — — — — с ловушкой)

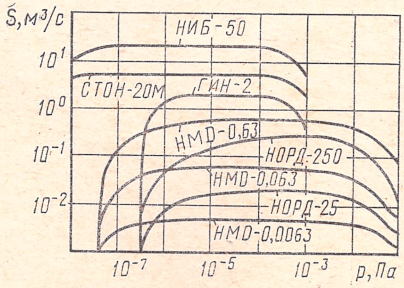


Рис. П.4. Характеристики ионно-сорбционных насосов

Таблица П.3

Основные характеристики двухроторных вакуумных насосов

Основные характеристики	Тип насоса							
	ДВН-5-1	ДВН-5-2	ДВН-50-1	ДВН-50-2	ДВН-150-1	2ДВН-500	2ДВН-1500	ДВН-5000
Быстрота откачки в диапазоне давлений $(1 \div 5) \cdot 10^{-2}$ торр, л/с	5	7—10	40—50	50	120—150	500	1500	5000
Предельное остаточное давление, торр	$5 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$
Парциальное давление по воздуху, торр	—	$4 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-5}$	—	$5 \cdot 10^{-5}$	—	—	—
Наибольшее давление запуска, торр	10	1	10	5	5	1	1	1
Расход охлаждающей воды, л/ч	30	Охлажд. воздуш.	30	50	70	500	500	—
Мощность асинхронного трехфазного электродвигателя (50 Гц 220/380 В), кВт	0,18	0,18	0,7	1,5	1,5	7,5	10	28
Габаритные размеры, мм:								
длина	458	261	415	645	623	1375	1835	2580
ширина	158	186	240	360	240	600	580	890
высота	187	224	290	325	260	845	485	1145
Масса, кг	17	23	28	60	45	565	830	1900
Диаметр входного патрубка, мм	40	40	85	85	100	175	250	—

Таблица П.4

Турбомолекулярные насосы

Основные характеристики	Тип насоса				
	ТМН-100	ТВН-200	ТМН-200	ТВН-500	ТМН-5000
Рабочий диапазон, торр	$5 \cdot 10^{-9} \div 10^{-4}$	$10^{-8} \div 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-9} \div 10^{-4}$	$10^{-8} \div 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-9} \div 10^{-4}$
Быстрота откачки воздуха в рабочем диапазоне давлений, л/с	100	200	250	500	5000
Предельное остаточное давление, торр	10^{-9}	$5 \cdot 10^{-9}$	10^{-9}	$5 \cdot 10^{-9}$	10^{-8}
Наибольшее выпускное давление, торр	10^{-2}	10^{-2}	10^{-2}	10^{-2}	10^{-2}
Частота вращения ротора, об/мин	18 000	16 000	18 000	16 000	6000
Мощность электродвигателя, кВт	0,3	0,4	0,3	0,8	2
Тип преобразователя	НВР-3, СПЧ	—	НВР-3, СПЧ	НВЗ, СПЧФ	НВЗ, СПЧФ
Расход охлаждающей воды, л/ч	50	50	50	120	500
Диаметр впускного патрубка, мм	125	160	160	260	500
Диаметр выпускного патрубка, мм	32	50	50	50	100
Габаритные размеры (длина×ширина×высота) мм	—	920×400×510	675×310×385	—	—
Масса, кг	110	—	205	—	1480
Необходимая быстрота откачки форвакуумного насоса, л/с	3	6		12	150

Таблица П.5

Характеристики паромасляных насосов

Основные характеристики	Тип насоса					
	Н-0,15-С	Н-1С-2	Н-5С-М	Н-2Т-3	Н-8Т-М	Н-40Т
Рабочий диапазон давлений, торр	$2 \cdot 10^{-5} \div 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-6} \div 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-6} \div 5 \cdot 10^{-4}$	$10^{-5} \div 5 \cdot 10^{-4}$	$10^{-5} \div 4 \cdot 10^{-4}$	$10^{-5} \div 2 \cdot 10^{-4}$
Быстрота откачки воздуха, л/с	15	100	500	1500	7500	30 000
Предельное остаточное давление, торр	$2 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{-7}$	10^{-6}	$3 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-6}$
Наибольшее давление запуска, торр	0,4	0,4	0,2	0,3	0,3	0,3
Мощность электродвигателя, кВт	0,2	0,5	0,7	1,7	3,5	8,5
Расход воды на охлаждение насоса, л/ч	25	50	120	250	300	1200

Продолжение

Основные характеристики	Тип насоса					
	Н-0, 15-С	Н-1С-2	Н-5С-Н	Н-2Т-3]	Н-8Т-М	Н-40Т
Рабочая жидкость	ВМ-1	ВМ-1	ВМ-5	ВМ-1	ВМ-1	ВМ-1
Количество рабочей жидкости, л	0,035	0,1	0,5	1,1	4,0	20,0
Диаметр условного прохода, мм:						
впускного патрубка	46	86	160	260	500	1200
выпускного патрубка	8	17	32	50	85	55
Габаритные размеры, мм:						
длина	165	210	344	555	985	1880
ширина	120	160	240	588	600	1330
высота	240	365	540	775	1234	1945
Масса, кг	3	10	22	65	225	920
Необходимая быстрота откачки форвакуумного насоса, л/с	0,04	0,4	2,0	3,0	12,0	30,0

Таблица П.6

Характеристики геттерно-ионных насосов

Основные характеристики	Тип насосов		
	ГИН-0,5М1	ГИН-2	ГИН-5
Быстрота откачки в диапазоне давлений 10^{-6}—10^{-4} торр, л/с	450	1800	4500
Предельное остаточное давление, торр	$5 \cdot 10^{-9}$	$5 \cdot 10^{-9}$	$5 \cdot 10^{-9}$
Наибольшее давление для запуска насоса, торр	10^{-4}	10^{-4}	10^{-4}
Расход воды, л/ч	300	600	600
Срок службы испарителей при давлении $3 \cdot 10^{-7}$ торр, ч	500	1000	1000
Диаметр условного прохода впускного патрубка, мм	160	260	500
Габаритные размеры насоса (длина×ширина×высота), мм	364×280×464	510×420×882	770×680×1100
Вес насоса, кг	36	100	216
Тип блока питания	БП ГИН-0,5 м	ПУ ГИН-2/5	ПУ ГИН-2/5
Габариты блока питания, (длина×ширина×высота), мм	550×460×373	700×580×1050	700×580×1050
Масса блока питания, кг	70	160	160

Таблица П.7

Характеристики магниторазрядных насосов

Основные характеристики	Тип насоса						
	НМД 0,0063	НМД-0,025	НМД-0,063	НМД-0,1	НМД-0,25	НМД-0,68	НМД-1
Быстрота откачки л/с	6	22	60	110	250	650	1200
Рабочий диапазон давлений, торр	$5\cdot10^{-9}\div10^{-3}$	$5\cdot10^{-9}\div10^{-3}$	$5\cdot10^{-9}\div10^{-3}$	$5\cdot10^{-9}\div10^{-3}$	$5\cdot10^{-9}\div10^{-3}$	$5\cdot10^{-9}\div10^{-3}$	$5\cdot10^{-9}\div10^{-3}$
Предельное давление, торр	$5\cdot10^{-10}$	$5\cdot10^{-10}$	$5\cdot10^{-10}$	$5\cdot10^{-10}$	$5\cdot10^{-10}$	$5\cdot10^{-10}$	$5\cdot10^{-10}$
Наибольшее давление запуска, торр	10^{-2}	10^{-2}	10^{-2}	10^{-2}	10^{-2}	10^{-2}	10^{-2}
Диаметр условного прохода входного патрубка, мм	25	100	100	100	160	250	250
Габариты насоса (длина×ширина×высота) мм	85×80×160	157×84×220	320×106×320	320×180×320	320×327×340	500×350×580	554×500×580
Масса насоса, кг	2,9	8,4	21	32	53	190	290
Тип блока питания	БП-0,0063	БП-0,025	БП-0,063	БП-0,1	ВП-0,25	БП-0,63	2×БП-0,63
Габариты блока питания (длина×ширина×высота) мм	480×300×220	480×300×220	480×320×300	480×320×300	480×320×300	480×320×300	480×320×600
Масса блока питания, кг	21	20	37	35	47	47	2×47

Таблица П.8

Характеристики адсорбционных насосов и агрегатов

Основные характеристики	Тип насоса				Тип агрегата			
	ЦВН-0,1-2	ЦВН-0,3-2	ЦВН-1-2	ЦВН-1,5-3	ЦВА-0,1-1	ЦВА-1-1	ЦВА-0,1-2	ЦВА-1-2
Быстрота откачки в диапазоне давлений 10^{-1}—1 торр, л/с	2	4	6	10	2	6	2	6
Предельное остаточное давление, торр	$1 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-4}$
Объем, откачиваемый от атмосферного давления до предельного, л	10	30	100	100	10	100	10	100
Время откачки объема без предварительного охлаждения, ч	1	1,5	1	1	1	1	2	2
Расход жидкого азота для начального охлаждения, л	1,3	2	6	6	1,3	6	2,6	12
Расход жидкого азота в установившемся режиме, л/ч	0,25	0,35	0,25	0,5	0,25	0,25	0,25	0,25
Количество цеолита, СаА-4в, кг	0,1	0,3	1	1,5	0,2	2	0,2	2
Время регенерации при атмосферном давлении, ч	3	2	3	3	3	3	3	3
Потребляемая мощность электронагревателя при регенерации цеолита, Вт	400	135	825	350	400	825	400	825
Расход воды, л/ч	—	—	—	—	—	—	1000	2000
Габаритные размеры, мм:								
длина	∅192	—	∅124	—	590	820	590	820
ширина	—	—	—	—	455	545	553	596
высота	390	—	390	—	1145	1175	1145	1170
Масса, кг	1,3	—	4,2	—	—	—	—	—
Состав откачных средств агрегата:								
I ступень откачки	—	—	—	—	ЦВН-0,1-2	ЦВН-1-2	ВВН-2	ВВН-2
II » »	—	—	—	—	ЦВН-0,1-2	ЦВН-1-2	ЦВН-0,1-2	ЦВН-1-2
III » »	—	—	—	—	—	—	ЦВН-0,1-2	ЦВН-1-2

Таблица П.9

Характеристики вакуумметров

Наименование вакуумметра	Тип	Диапазон давления, торр		Приведенная погрешность измерения, %	Выход записи сигнала на потенциометр	Габариты, мм	Масса, кг	Потребляемая мощность, Вт	Тип преобразователя
		измерения	блокировки						
Радиоизотопный	ВР-4	$760—10^{-4}$	—	±15	Имеет	386×375×295	16,5	60	МР-8
Сопротивления	ВСБ-1	$30—10^{-2}$	$30—10^{-2}$	±20÷±40		390×248×257	14	140	МТ-6
	ВТ-2А	$1—10^{-3}$	—	±60	Не имеет	266×248×257	9	110	МТ-6-3 ПМТ-2 ПМТ-4М
Термопарный	ВТ-3	$5 \cdot 1^{-3}$	—	±30	Имеет	320×185×150	4,5	35	МТ-8 ПМТ-2 ПМТ-4М
Магнитный блокировочный	ВМБ-2	$1—5 \cdot 10^{-5}$	$1—5 \cdot 10^{-5}$	±35÷±55	Не имеет	320×150×180	13	110	МТ-8 ММ-8
	ВМБ-3	$2 \cdot 10^{-2}—10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-2}—5 \cdot 10^{-6}$	±170		380×290×240	19	150	ПММ-13М-4А
	ВМБ-4	$10^{-1}—10^{-5}$	$10^{-1}—10^{-5}$	—	Имеет	230×307×265	10,6	80	ММ-15
	ВМБ-5	$10^{-1}—10^{-5}$	$10^{-1}—10^{-5}$	—		386×320×300	14	220	ММ-15
	ВМБ-6	$10^{-3}—10^{-7}$	$10^{-3}—10^{-7}$	—50÷+80		400×200×390	16	100	ММ-32-1
	ВМБ-8	$10^{-3}—10^{-10}$	$10^{-3}—10^{-10}$	—55÷+130		240×158×335	35	7,5	ММ-32-1
Инверсно-магнетронный и сопротивления	ВИМС-1-3	$30—10^{-6}$	—	—	Не имеет	250×240×230	8	140	ММ-22, МТ-6
Инверсно-магнетронный	ВИМ-1	$10^{-4}—10^{-12}$	—	±70	Имеет	448×340×287	28	200	ММ-14С
	ВИМ-2	$10^{-4}—10^{-13}$	—	—		386×278×292	22	120	ПММ-14М
	ВИТ-1А	$10^{-1}—10^{-7}$	—	±30	Не имеет	390×225×210	13	75	ПМТ-2, ПМИ-2 ПМТ-4М ЛМ-3

Продолжение табл. 11.9

Наименование вакуумметра	Тип	Диапазон давления, торр		Приведенная погрешность измерения, %	Выход записи сигнала на потенциометр	Габариты, мм	Масса, кг	Потребляемая мощность, Вт	Тип преобразователя
		измерения	блокировки						
Ионизационно-термопарный	ВИТ-2	10^{-1}—10^{-7}	—	±30		320×280×215	10	75	ЛМ-3-2 МТ-8 ПМТ-2
	ВИТ-3	1—10^{-7}	—	±35	Имеет	230×360×485	15	75	ПМТ-4М МТ-8 ПМИ-2 ЛМ-3 ЛМ-3-2 ПМИ-10-2 ПМИ-2 МТ-8 ЛМ-3 ЛМ-3-2 ПМТ-2 ПМТ-4М
Ионизационный	ВИ-12	10^{-4}—10^{-10}	—	±50		448×340×287	30	280	ПМИ-12 МИ-12-8
	ВИ-14	10^{-1}—10^{-10}	—	±50		480×220×360	20	140	МИ-27 ПМИ-12 МИ-12-8

Таблица П.10

Характеристики течеискателей

Тип	Принцип действия	Наименьший регистрируемый поток, $м^3 \cdot Па/с$	Назначение
ПТИ-7а	Гелиевый, масс-спектрометрический	$6{,}7 \cdot 10^{-11}$, с дросселированием откачки $6{,}7 \cdot 10^{-12}$	Испытание на герметичность объектов, допускающих откачку
ПТИ-10	То же	$6{,}7 \cdot 10^{-12}$, с дросселированием откачки $6{,}7 \cdot 10^{-13}$	То же
СТИ-11	»	$6{,}7 \cdot 10^{-14}$	»
ГТИ-6	Галогенный	$1{,}33 \cdot 10^{-7}$	С атмосферным датчиком для проверки полостей, заполненных галогеносодержащими веществами
		$6{,}7 \cdot 10^{-9}$	С вакуумным датчиком при быстроте откачки 1 л/с
ИО43.009	Искровой течеискатель	$6{,}7 \cdot 10^{-6}$	Испытания вакуумных систем со стеклянными элементами

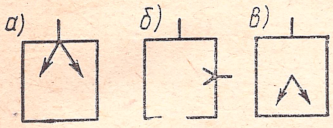
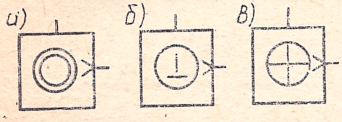
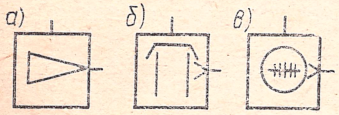
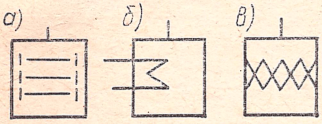
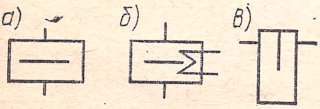
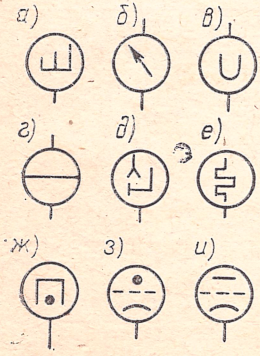
Таблица П.11

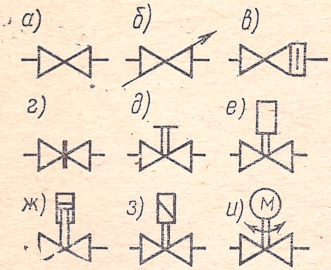
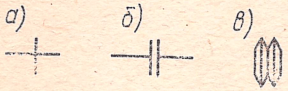
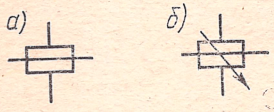
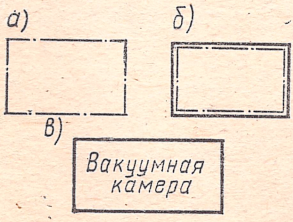
Характеристики измерителей парциальных давлений и масс-спектрометров

Тип	Марка	Разрешающая способность	Диапазон масс, а. е. м.	Диапазон рабочих давлений, Па
Циклотронный (омегатрон)	ИПДО-1	20	2—100	$10^{-3} \div 5 \cdot 10^{-8}$
	ИПДО-2	35	1—250	$10^{-3} \div 7 \cdot 10^{-9}$
Радиочастотный (топатрон)	МХ-6401	50	1—4; 12—56	$10^{-2} \div 7 \cdot 10^{-7}$
Времяпролетный (хронотрон)	МСХ-3А	30	1—250	10^{-3}—10^{-7}
Монополярный	АПДМ-1	400	1—400	$7 \cdot 10^{-2} \div 10^{-11}$
Квадрупольный	КМ-2	300	2—300	10^{-3}—10^{-7}
Панорамный (фарвитрон)	АПДП-2	20	2—200	10^{-3}—10^{-7}
Статический	МСД-1	60	2—150	10^{-3}—10^{-8}

Таблица П.12

Условные обозначения элементов вакуумных систем

Обозначение	Наименование
	*а* — вакуумный насос (стрелки можно не ставить) *б* — механический или струйный *в* — сорбционный
	*а* — вращательный (число окружностей соответствует числу ступеней откачки) *б* — двухроторный *в* — водокольцевой
	*а* — эжекторный *б* — диффузионный *в* — турбомолекулярный
	*а* — ионно-сорбционный *б* — криогенный *в* — адсорбционный
	*а* — отражатель (общее обозначение) *б* — охлаждаемый жидкостью *в* — ловушка (общее обозначение)
	*а* — газоанализатор (общее обозначение) *б* — манометр (общее обозначение) *в* — *U*-образный *г* — мембранный *д* — компрессионный *е* — теплоэлектрический *ж* — магнитный *з* — сверхвысоковакуумный ионизационный *и* — ионизационный с горячим катодом

Обозначение	Наименование
	*а* — клапан (общее обозначение) *б* — дозирующий *в* — тарельчатый *г* — плоский *д* — с ручным приводом *е* — с дистанционным управлением *ж* — с пневмоприводом или гидроприводом *з* — с электромагнитным приводом *и* — с электроприводом
	а — трубопровод (стрелкой можно показать направление потока) *б* — соединение трубопроводов *в* — пересечение трубопроводов
	*а* — разборное соединение трубопроводов *б* — фланцевое *в* — гибкое соединение трубопроводов
	*а* — механический ввод движения в вакуум *б* — электрический ввод в вакуум
	*а* — несколько элементов, соединенных в один блок *б* — подогреваемый блок *в* — вакуумная камера

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Васильев Г. А. Магниторазрядные насосы. — М.: Энергия, 1970.
2. Волчкевич А. И. Высоковакуумные адсорбционные насосы. — М.: Машиностроение, 1973.
3. Вострова Г. А., Розанов Л. Н. Вакуумметры. — Л.: Машиностроение, 1967.
4. Дешман С. Научные основы вакуумной техники.— М.: Мир, 1964.
5. Ланис В. А., Левина Л. Е. Техника вакуумных испытаний. — М.—Л.: Госэнергоиздат,1963.
6. Минайчев В. Е. Вакуумные крионасосы. — М.: Энергия, 1976.
7. Пипко А. И., Плисковский В. Я., Пенчко Е. А. Конструирование и расчет вакуумных систем. — М.: Энергия, 1979.
8. Розанов Л. Н. Вакуумные машины и установки. — Л.: Машиностроение, 1975.
9. Саксаганский Г. Л. Молекулярные потоки в сложных вакуумных структурах. — М.: Атомиздат, 1980.
10. Фролов Е. С. Турбомолекулярные вакуум-насосы. — М.: Машиностроение, 1980.
11. Цейтлин А. Б. Пароструйные вакуумные насосы. — М.—Л.: Энергия, 1965.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие 3

Введение 4

§ 1. История развития вакуумной техники 4
§ 2. Применение вакуума в науке и технике 5

Глава 1. Физика вакуума 8

§1.1. Понятие о вакууме и давлении 8
§ 1.2. Частота соударений молекул газа с поверхностью 10
§ 1.3. Газовые законы и единицы измерения давления 10
§ 1.4. Функция распределения молекул газа по скоростям 14
§ 1.5. Время адсорбции 17
§ 1.6. Степень покрытия гладкой поверхности молекулами газа 18
§ 1.7. Средняя длина свободного пути 20
§ 1.8. Понятие о степенях вакуума 22

Глава 2. Физические процессы в вакууме 23

§ 2.1. Вязкость газов 23
§ 2.2. Перенос тепла 25
§ 2.3. Диффузия в газах 28
§ 2.4. Температурное равновесие давлений 30
§ 2.5. Режимы течения газа 32
§ 2.6. Течение газов через отверстия 34
§ 2.7. Течение газов по трубопроводам 37
§ 2.8. Электрические явления в вакууме 41

Глава 3. Сорбционные явления 44

§ 3.1. Сорбционные силы и процессы 44
§ 3.2. Давление насыщенных паров 47
§ 3.3. Испарение 49
§ 3.4. Конденсация 51
§ 3.5. Хемосорбция 52
§ 3.6. Физическая адсорбция 53
§ 3.7. Скорость сорбции 58
§ 3.8. Растворимость газов в твердых телах 60
§ 3.9. Диффузия газов в твердых телах 61

Глава 4. Получение вакуума 68

§ 4.1. Общая характеристика вакуумных насосов 68
§ 4.2. Объемная откачка 74
§ 4.3. Молекулярная откачка 87
§ 4.4. Пароструйная откачка 93
§ 4.5. Ионно-сорбционная откачка 105
§ 4.6. Криогенная откачка 113

Глава 5. Измерение общих давлений 121

§ 5.1. Классификация методов и приборов для измерения общих давлений 121

Стр.
§ 5.2. Механические преобразователи 121
§ 5.3. Гидростатические преобразователи 123
§ 5.4. Тепловые преобразователи 126
§ 5.5. Электронные преобразователи 129
§ 5.6. Магнитные преобразователи 133
§ 5.7. Радиоизотопные преобразователи 136
§ 5.8. Градуировка преобразователей для измерения общих давлений 137
Глава 6. Измерение парциальных давлений 140
§ 6.1. Методы измерения парциальных давлений 140
§ 6.2. Магнитный газоанализатор 142
§ 6.3. Панорамный газоанализатор (фарвитрон) 144
§ 6.4. Циклотронный газоанализатор (омегатрон) 145
§ 6.5. Времяпролетные газоанализаторы 146
§ 6.6. Электрические фильтры масс 148
§ 6.7. Градуировка ионизационных газоанализаторов 150
§ 6.8. Десорбционная масс-спектрометрия 153
§ 6.9. Оже-спектрометрия 154
§ 6.10. Методы измерения газовых потоков 156
§ 6.11. Методы течеискания 157
Глава 7. Расчет и проектирование вакуумных систем 160
§ 7.1. Типовые вакуумные системы 160
§ 7.2. Выбор коэффициентов использования насосов 166
§ 7.3. Определение суммарного газовыделения и натекания 167
§ 7.4. Выбор вакуумных насосов 170
§ 7.5. Определение конструктивных размеров соединительных трубопроводов и арматуры 172
§ 7.6. Графическая проверка выбора вакуумных насосов и определение совместности их работы 173
§ 7.7. Расчет распределения давления в вакуумной системе 176
§ 7.8. Расчет форвакуумного баллона 177
§ 7.9. Расчет времени неустановившегося режима работы вакуумной установки 179
§ 7.10. Расчет централизованных систем 180
§ 7.11. Расчет молекулярных потоков в вакуумных системах методом угловых коэффициентов 182
§ 7.12. Математическое моделирование течения газа в высоком вакууме 187
Приложения 191
Рекомендуемая литература 205

Леонид Николаевич Розанов

ВАКУУМНАЯ ТЕХНИКА

Зав. редакцией Л. А. Романова.
Редактор С. В. Никитина.
Художественный редактор Т. М. Скворцова.
Художник Ф. М. Буданов.
Технический редактор Н. В. Яшукова.
Корректор Г. А. Чечеткина

ИБ № 2973

Изд. № ЭР—314. Сдано в набор 05.08.82. Подп. в печать 09.11.82. Т-19435.
Формат 60×90/16. Бум. тип. № 3. Гарнитура литературная.
Печать высокая. Объем 13 усл. печ. л. 13,25 усл. кр.-отт. 12,96 уч.-изд. л.
Тираж 20 000 экз. Зак. № 621. Цена 45 коп.

Издательство «Высшая школа», Москва, К-51, Неглинная ул., д. 29/14.

Московская типография № 8 Союзполиграфпрома
при Государственном комитете СССР
по делам издательств, полиграфии и книжной торговли,
Хохловский пер., 7.

45к.

ВАКУУМНАЯ ТЕХНИКА